

VISIT...

LANZAROTE
Caliente.COM

I 1766

Д. Д. МАКСУТОВ

Н О В Ы Е КАТАДИОПТРИЧЕСКИЕ МЕНИСКОВЫЕ С И С Т Е М Ы

27/89
Travaux de l'Institut d'Optique à Leningrad

Transactions of the Optical Institute in Leningrad

Verhandlungen des Optischen Instituts in Leningrad



НКАП ★ СССР

ГОСУДАРСТВЕННОЕ ИЗДАТЕЛЬСТВО ОБОРОННОЙ ПРОМЫШЛЕННОСТИ

Москва 1944

ОГЛАВЛЕНИЕ

Часть I

	<i>Стр.</i>
От автора	4
§ 1. Введение	5
§ 2. Сферическая аберрация при преломлении и отражении на сферических поверхностях	16
§ 3. Семейство менисков, близких к ахроматическому	20
§ 4. Вторичный спектр	28
§ 5. Остаточная сферическая и сфероахроматическая аберрации, кома и хроматизм увеличения	32
§ 6. Системы „мениск—вогнутое зеркало“ и их тригонометрический расчет	38
§ 7. Эмпирические формулы для системы „мениск—вогнутое зеркало“	44
§ 8. Последствия изменения параметров в системе „мениск — вогнутое зеркало“	51
§ 9. Допустимые аберрации. Предельные системы	58
§ 10. Ретушированные системы	62

Часть II

§ 11. Преобразование общезвестных систем в менисковые	72
§ 12. Система Мерсена	74
§ 13. Система Грегори	79
§ 14. Система Ньютона	83
§ 15. Система Кассегрена	91
§ 16. Система Гершеля. Коллиматоры	96
§ 17. Система Шмидта	100
§ 18. Микрообъективы	103
§ 19. Телеобъективы	109
§ 20. Длиннофокусные прожекторы и маяки	114
§ 21. Некоторые лабораторные приборы	118
§ 22. Мениски в сходящихся пучках	127

Редактор М. С. Румянцева

Г537415, Подп. в печ. 27/X 1944 г. Печ. л. 8³/₈. Уч.-авт. л. 9,9.
Зн. в печ. л. 46900. Бесплатно. Зак. 943/7530.

Типография Оборонгиза

ОТ АВТОРА

Данная работа посвящена исследованию оптических систем, до настоящего времени не применявшихся и построенных на новом принципе компенсации аберраций зеркальных систем с помощью аберраций обратного знака «ахроматических» менисков.

Теоретические и практические преимущества новых систем позволяют уверенно поговорить о возможности создания новых оптических приборов, более совершенных и в то же время более дешевых, чем существующие. Области рационального применения таких приборов чрезвычайно разнообразны: астрономические инструменты, геодезические приборы, военные и бытовые телескопические системы, микрообъективы, многие лабораторные приборы и установки — вот далеко не полный перечень, по которому можно судить об универсальности этих систем.

Мысль о менисковых системах возникла у автора в ясной форме в августе 1941 г., когда он и приступил к ее детальной разработке. Автор сознает значительную недоработанность отдельных глав и частных вопросов. Поэтому следует рассматривать эту книгу как черновой набросок будущего более совершенного труда, который будет возможно осуществить лишь после дополнительной исследовательской работы, а также после появления многих образцов новых приборов вместо тех единичных экземпляров, которые выпущены до сих пор. Потребуется также накопление значительно большего против имеющегося ныне вычислительного материала.

Все тригонометрические расчеты оптических систем, числом свыше двухсот, выполнены автором:

Д. Максудов.

Иошкар-Ола,
21/VII 1942 г.

ЧАСТЬ I

§ 1. Введение

Прошло более трех веков с той памятной для науки ночи, когда Галилей направил свою первую трубу на звездное небо. Он явился основоположником нового, могущественного метода исследования вселенной с помощью оптических приборов, без которых был бы невозможен весь дальнейший прогресс астрономии, а вместе с тем и нашего миропонимания.

Первые астрономические трубы принадлежали к типу преломляющих приборов, но вскоре появились отражательные телескопы, и началась конкуренция двух типов инструментов — рефракторов и рефлекторов, не прекратившаяся и до последнего времени. И в наши дни астрономы и оптики разделяются на два, часто непримиримые, лагеря: сторонников рефракторов и сторонников рефлекторов. Каждый из двух типов инструментов имеет свои особые недостатки, устранение которых либо пока еще не достигнуто, либо вообще недостижимо.

Выбирая для решения конкретной задачи не только тип инструмента, но даже его диаметр и фокусное расстояние, следует объективно взвесить относительные достоинства и недостатки двух типов инструментов и знать, на что «способен» один и чего нельзя спрашивать с другого.

Достоинства рефлекторов

Рефлектор абсолютно ахроматичен, т. е. собирает в одном фокусе лучи различных длин волн (цветов), дошедшие до него от звезды и отраженные его зеркалами.

В связи с отсутствием в рефлекторе хроматизма положения, хроматизма увеличения и сферохроматической аберрации, рассматриваемых подробно в дальнейшем, возможно осуществление короткофокусных зеркальных систем с большими действующими отверстиями, обладающих, по крайней мере на оси, высоким качеством изображения. Относительно короткий фокус (высокая светосила) выгоден не только для некоторых фотографических исследований, но и позволяет уменьшить длину и вес инструмента, его прогибы под действием собственного веса, повысить маневренность инструмента, удешевить изготовление его механики, башни и купола.

Материал зеркала служит лишь подложкой для опережающего слоя; от него не требуется ни оптической прозрачности ни тем более оптической однородности.

Конструктор может подобрать материал для зеркала с выгодным сочетанием свойств (удельный вес, теплопроводность, коэффициент теплового расширения, механические и технологические свойства). В частности, возможно изготовление зеркал жесткой облегченной конструкции, например, сотовых металлических зеркал.

С увеличением диаметра зеркала количество отраженного света возрастает пропорционально квадрату диаметра без дополнительных потерь. Остаточная сферическая абберация полностью устраняется, если зеркалу придана точная расчетная форма поверхности.

Поэтому увеличение диаметра рефлектора ограничивается не оптической теорией, а современным состоянием техники и экономическими соображениями.

В случае применения алюминированных зеркал можно использовать ультрафиолетовую радиацию звезд до крайних пределов, пропускаемых земной атмосферой.

Достоинства рефлекторов

Смещения линз объектива в оправе или общее смещение объектива при прогибе трубы вызывают лишь незначительные смещения изображения.

Объектив рефлектора ценен тем, что в нем визирная линия всегда параллельна направлению на объект и проходит через заднюю главную точку объектива, не испытывая угловых отклонений при смещениях объектива. А так как главная точка не имеет причин для значительного смещения, то и след визирной линии на фотографической пластинке или на нитях микрометра сохраняет достаточно устойчивое положение, если труба рефлектора в точности следует за движением светила.

Объектив рефлектора можно рассчитать в виде апланатической системы, имея при этом все поверхности линз сферической формы, что крайне облегчает процесс их изготовления с высшими точностями. Зеркальная же система, даже не апланатическая, а только лишь стигматическая, требует обязательного применения по крайней мере одной асферической поверхности.

Одни и те же местные или зональные деформации преломляющей поверхности объектива вызывают значительно меньшее ухудшение изображения (меньшие волновые абберации), чем если бы они принадлежали зеркальной поверхности, независимо от того, явились эти деформации результатом температурных изменений или результатом недостаточно умелой и точной полировки оптических поверхностей. Прогибы линз в оправках под действием собственного веса сказываются на качестве изображения лишь в незначительной степени, тогда как такие же прогибы зеркал могут явиться роковыми для качества изображения.

Отсутствие в рефлекторах каких-либо экранирующих элементов внутри трубы на пути лучей позволяет использовать полное отверстие объектива и без дополнительных дифракционных помех, связанных с огибанием лучами контуров экранирующих элементов.

Поэтому дифракционное изображение звезды в рефлекторе

должно быть ближе к идеальному, чем в рефлекторе. К сожалению, это справедливо лишь для монохроматического света, так как для сколько-нибудь широкой спектральной области дифракционное изображение звезды в рефлекторе явно портится и сильно удаляется от теоретического оптимума из-за чрезмерного хроматизма.

Рефракторы можно осуществлять в виде достаточно герметичных инструментов, защищенных от запыления и запотевания оптики внутри, что делает рефлектор инструментом более выносливым и менее капризным в эксплуатации. Кроме того, герметичность рефлектора в значительной мере препятствует возникновению конвекционных потоков воздуха внутри трубы и прохождению через лучок лучей струек теплого воздуха от дыхания и тела наблюдателя, что сильно мешает при наблюдениях в рефлектор, особенно если труба его ажурная, а температура пространства низкая.

Сторонники рефлекторов стараются приписать им преимущество простоты и неприхотливости центрировки линз объектива. Но если сравнить рефлектор и рефлектор одинакового отверстия и светосилы (а только такое сравнение и является строгим), то центрировка линз объектива не менее, если не более, капризна и ответственна, чем центрировка зеркал рефлектора, особенно если объектив относится к типу объективов с уменьшенным вторичным спектром, т. е. составлен из таких стекол, в которых числа Аббе ν_1 и ν_2 имеют малую разность, а поверхности линз приобретают из-за этого чрезмерные кривизны. Итак, если сравнивать телескоп системы Ньютона с эквивалентным объективом или телескоп системы Кассегрена с эквивалентным телеобъективом, то преимущества простоты и меньшей требуемой точности центрировки окажутся скорее на стороне рефлекторов. Надежность сохранения во времени раз достигнутой центрировки зависит, в конце-концов, от того, насколько продумана конструкция, и ее можно так же достигнуть в зеркальных системах, как и в объективах.

При сопоставлении преимуществ двух типов инструментов наглядно видны и их недостатки. Главнейшие из них описаны ниже.

Недостатки рефлекторов

Рефлектор непригоден или малопригоден для точных астрометрических работ, в которых требуется наивысшая стабильность визирной линии. Рефлектор требует повышенной точности изготовления зеркальных поверхностей. Если принять во внимание, что эти поверхности должны быть асферическими, то станет понятной трудность их осуществления. В случаях значительной асферичности и невыгодной формы таких поверхностей этих трудностей не могут преодолеть лучшие мастера. Кроме того, не для всякой асферической формы можно подыскать и придумать надежный и точный метод контроля. Открытая труба рефлектора способствует запылению, потускнению и быстрой порче отражающего слоя зеркал, а также ухудшает качество изображения из-за потоков неоднородного воздуха внутри трубы на пути хода лучей.

Другие недостатки рефлектора, либо устранимы, либо менее существенны. Так, прогибы зеркал под действием собственного веса можно устранить рациональной разгрузкой на любое количество точек, а также придание зеркалам жесткой облегченной формы. Ни того, ни другого с объективами сделать нельзя без потерь света и дифракционных помех. Температурные деформации зеркальных поверхностей практически можно свести к нулю, применяя металлические и особенно сотовые металлические зеркала или отливая их из вещества с особенно малым коэффициентом теплового расширения (плавленый кварц, инвар). Исправление комы, необходимое для наблюдений и фотографирования в пределах умеренных полей, достижимо в рефлекторах, так же как и в рефракторах, и мы знаем в последнее время несколько типов чисто зеркальных апланатических телескопов (Шварцшильда, Кретьена, автора, Кудера).

Дополнительные дифракционные помехи в рефлекторах хотя и неизбежны (кроме системы Гершеля), но, во-первых, они невелики, а во-вторых, могут быть преобразованы в менее заметную для глаза форму путем применения изогнутых или бусообразных стоек и растяжек у вторичных зеркал (по системе автора).

Недостатки рефракторов

Главным недостатком рефрактора является хроматизм, для устранения которого следовало бы применять какие-то новые преломляющие вещества, образующие пару с пропорциональным ходом дисперсии. Но таких веществ до последнего времени открыть не удалось, несмотря на упорные многолетние старания. Имеются, правда, более благоприятные пары стекол, позволяющие снизить вторичный спектр на 25—40% (полуахроматы) и даже в 2—2,5 раза (ахроматы). Но вторичный спектр желательно было бы снизить во много десятков раз, чтобы рефрактор мог конкурировать с рефлектором. Хотя в полуахроматах и ахроматах вторичный спектр уменьшен, но это достигнуто дорогой ценой — значительным увеличением кривизны линз (из-за неблагоприятного в этом случае соотношения чисел Аббе). В результате этого сферохроматическая абберация сильно возрастает, а относительное отверстие не только не увеличивается, но должно быть уменьшено по сравнению с относительным отверстием эквивалентных обычных ахроматов.

Качество изображения в рефлекторе зависит не только от правильности формы поверхностей линз, но и от степени однородности оптического стекла. Чем больше размер объектива, тем строже требования, предъявляемые к однородности, и тем труднее получить такое стекло, да еще в большей массе.

С увеличением размеров объектива значительно уменьшается его светопропускание, особенно для коротковолновой радиации, что, в свою очередь, ограничивает рациональное увеличение диаметра объектива.

Поэтому оптическое качество рефрактора может быть высоким в том случае, если диаметр объектива невелик, а фокусное рас-

стояние и длина инструмента весьма значительны. При современном состоянии техники не может быть крупных, светосильных и в то же время хороших рефракторов.

Пока ведущую роль в астрономии играла астрометрия, а в обсерваториях главенствовал рефрактор, научная и техническая мысль работала над его усовершенствованием и полезным увеличением его диаметра. Однако пришлось убедиться, что идти дальше по этому пути невозможно, что разумные границы в связи с современным состоянием стекловарения не только достигнуты, но и бесполезно перейдены, что гиганты-рефракторы дают изображения более низкого качества, чем рефракторы средних размеров.

При современном уровне стекловарения рефракторы с отверстием более 400—500 мм требуют ничем не оправданной траты сил и средств. При этом относительное отверстие таких объективов должно быть не выше 1:40—1:50 вместо 1:15—1:18, как это принято.

Научный интерес затем стал явно перемещаться от астрометрии в сторону астрофизики, чему прежде всего способствовало открытие двух новых мощных методов: фотографического и спектроскопического.

Это потребовало применения соответствующих инструментов, — и вот мы наблюдаем второй период расцвета и главенства рефлектора, неизменного спутника всех крупных астрофизических исследований и открытий, начиная со времен В. Гершеля.

Замечательно, что ни наука, ни техника пока не намечают близкого предела, дальше которого не было бы смысла идти по пути увеличения отверстия рефлектора. Так, мы являемся современниками проектирования, изготовления и скорого окончания 5-метрового рефлектора (США, Маунт Паломар). У американцев нашлись средства, техническая смелость и упорство в достижении намеченного, чем в значительной мере и определилась судьба этого грандиозного проекта. Нет сомнений, что 5-метровый телескоп даст науке больше, чем дал телескоп 2,5-метровый, так же как этот последний дал больше 1,5-метрового телескопа. Можно даже численно выразить преимущества нового гиганта, если только он окажется вполне высококачественным.

Но представим себе в виде курьёза, что кому-нибудь пришла мысль осуществления эквивалентного рефрактора с теми же диаметром (5 м) и относительным отверстием (1:3,3), что и у гигантского рефлектора... Следующие подсчеты подтверждают с очевидностью всю абсурдность подобного проекта.

1. Изображение звезды, сфокусированной для желто-зеленых лучей, в силу одного только вторичного спектра оказалось бы окруженным огромным хроматическим ореолом, причем только в интервале от лучей C до лучей F угловой радиус этого ореола составил бы 15,6", т. е. оказался бы в 560 раз больше радиуса дифракционного кружка, определяющего теоретическую разрешающую силу инструмента в желто-зеленых лучах. Практика показывает, что вторичный спектр объективов уже явно заметен и вреден, когда отношение фокусного расстояния к диаметру объекти-

ва выражено числом сантиметров в поперечнике объектива. При таких скромных требованиях к ахроматизации объектив с отверстием 5 м должен был бы иметь относительное отверстие не выше 1:500 (вместо 1:3,3), т. е. обладать фокусным расстоянием в 150 раз большим, а это значит, что пятиметровый рефрактор должен иметь длину порядка 2,5 км.

2. В 5-метровом объективе с относительным отверстием 1:3,3 общая толщина линз должна быть не менее 1100 мм. Если предположить, что пропускание 1 см стекла для актиничных лучей 0,97 (в действительности же меньше), то такой объектив пропустит 0,035 упавших на него сине-фиолетовых лучей (в действительности же меньше). Для фотографических целей такой 5-метровый объектив окажется менее мощным, чем рефлектор с поперечником в 1 м. Но если учесть хроматическое рассеяние света на площадях поперечником в десятки секунд, то 5-метровый рефрактор вряд ли оказался бы в состоянии конкурировать с небольшим рефлектором любительского типа. Если же вспомнить о действительной остаточной сферической aberrации, о неизбежной и весьма значительной сферохроматической aberrации и, наконец, об оптической неоднородности чудовищно больших масс стекла (не менее 50 т), то абсурдность такого проекта выявится с полной очевидностью.

Переходя от крупных уникальных астрономических инструментов к мелким оптическим приборам массового производства и широкого потребления, мы должны внести значительные коррективы в предшествовавшие рассуждения.

Диоптрические приборы массового производства выгоднее катоптрических уже по одному тому, что их можно осуществить при посредстве сферической оптики. Асферическая оптика оказывается чрезвычайно дорогой и трудной в изготовлении по многим причинам.

Если исключить один новый предложенный мною способ массового изготовления асферических поверхностей, то, рассуждая логически, для обработки каждой асферической поверхности требуется свой особый шпиндель, соосный с поверхностью. Поэтому асферичность формы исключает возможность блокировки изделий, и их можно изготавливать только поштучно.

Зеркальные поверхности не только имеют форму, которую трудно воспроизвести, но и требуют повышенной точности изготовления по сравнению с преломляющими поверхностями. Это требует значительного повышения квалификации оптиков и сильно удорожает и замедляет производство.

Вследствие незащищенности зеркал и негерметичности зеркальных систем их нельзя рекомендовать для полевых приборов и приборов широкого потребления. Наконец, для исследования формы асферических поверхностей неприменим общеупотребительный метод контроля с помощью пробного стекла. Для некоторых асферических форм вообще не удастся подыскать удовлетворительного контрольного метода.

Вследствие этих причин даже такой полезный инструмент, как школьный рефлектор, до сих пор не был пущен в массовое производство.

Вот по каким причинам широкий потребитель часто вынужден мириться с явно вредным хроматизмом диоптрических приборов, с их излишне большим весом и длиной и с их высокой стоимостью, как правило, зависящей в большей степени от механики, чем от оптики.

Следовало бы подумать над созданием такого нового типа оптических приборов, который совмещал бы в себе достоинства рефлектора и был бы по возможности свободен от присущих им недостатков. Рассуждая логически, мы должны искать решения в катодиоптрических системах, имеющих в себе и отражающие и преломляющие элементы.

Немало катодиоптрических систем предлагалось, разрабатывалось и осуществлялось, однако все они не давали полного решения поставленной задачи, а часто приводили к решениям менее выгодным и менее совершенным, так как в значительной степени сохраняли в себе недостатки, присущие обоим основным типам.

Из катодиоптрических систем наибольший и вполне заслуженный интерес представляют две: система Росса и система Шмидта.

Система Росса использует основное параболическое зеркало телескопа в качестве входного отверстия, но вводит на пути сходящегося к фокусу пучка лучей некоторую линзовую систему, практически ахроматичную, назначение которой — исправить кому параболического зеркала и сделать систему не только стигматичной, но и апланатичной. Сформулированная таким образом задача решается хорошо и тем лучше, чем меньше относительное отверстие параболоида и чем дальше от фокуса расположена линзовая группа, перехватывающая сходящийся пучок. Доказательством этому служат отличные звездные фотографии, получаемые на современных рефлекторах с коррегирующими линзами Росса, а также тот факт, что для исправления комы в 5-метровом рефлекторе запроектированы системы Росса различного качества коррекции для полей различной протяженности (чем больше фотографируемое поле, тем несовершеннее исправлена кома и тем крупнее пятна рассеяния в пределах поля).

Но если система Росса хорошо справляется с единственной поставленной для нее задачей — исправлением комы 3-го порядка параболического зеркала при возможно меньшем накоплении комы высших порядков, — то это не значит еще, что система Росса успешно может справиться с одновременным исправлением двух и более aberrаций. Так, если бы в телескопе вместо параболического зеркала было сферическое зеркало, то системе Росса пришлось бы компенсировать не только кому, но и значительную сферическую aberrацию основного зеркала, и в этом случае интересного практического решения не удалось бы получить, по крайней мере для достаточно крупного и светосильного телескопа.

Таким образом система Росса не решает поставленной перед нами задачи, так как она не устраняет применения асферической оптики (основное зеркало), а открытая труба телескопа обуславливает перечисленные выше недостатки.

Замечательная по своим свойствам система Шмидта позволяет за счет совершенно несущественного хроматизма исправить и сфе-

рическую aberrацию, кому и астигматизм вогнутого сферического зеркала; неисправленной остается лишь кривизна поля. Но высокие достоинства системы Шмидта обходятся слишком дорого: корригирующей пластине приходится придавать резко выраженную асферическую форму, выполнение которой лежит на границе человеческого искусства, даже если учитывать, что система Шмидта является чисто фотографической системой, а потому требует относительно меньшей точности изготовления по сравнению с визуальными системами.

Многие совершенно превратно видели смысл системы Шмидта в том, что в ней основное параболическое зеркало заменено сферическим, забывая при этом, что асферичность пластины приблизительно в 4 раза больше асферичности параболического зеркала, эквивалентного системе Шмидта. Такой рост асферичности, а также введение дополнительного большого преломляющего элемента (пластины), отсутствующего в зеркальных телескопах, ни в какой степени не компенсирует повышенной точности изготовления параболического зеркала. Изготовление доброкачественной системы Шмидта оказывается значительно дороже, труднее и длительнее изготовления эквивалентного зеркального телескопа.

Смысл системы Шмидта состоит, конечно, в возможности устранения трех наиболее важных aberrаций без заметного введения хроматизма, что позволяет, хотя бы и дорогой ценой, осуществить крупные и очень светосильные системы с достаточно большим полем.

Дополнительным достоинством системы Шмидта является закрытая герметичная труба, а дополнительным недостатком — увеличенная в два раза против фокусного расстояния длина трубы.

Как мы видели, до последнего времени не существовало ни одной хорошей оптической системы, которая, при значительных диаметре и светосиле, была бы апланатична, в высокой степени ахроматична и при этом не нуждалась в применении асферической оптики.

Предлагаемые мною новые катадиоптрические системы построены на своеобразном принципе компенсации aberrаций сферического зеркала с помощью aberrаций обратного знака ахроматического мениска, ограниченного также сферическими поверхностями.

Понятие «ахроматический», отнесенное к мениску, в корне отличается от понятия «ахроматический объектив». Прежде всего ахроматический мениск сделан из одного куска, а значит из стекла одного сорта, например из кронгласса, тогда как для ахроматического объектива требуется стекло двух разнородных сортов. Вторичный спектр систем с ахроматическими менисками во многие сотни (а иногда и тысячи) раз меньше вторичного спектра эквивалентных объективов, так что на практике в отношении хроматизма такие системы почти неотличимы от систем чисто зеркальных. Наконец, ахроматический мениск можно выполнить из любого преломляющего вещества, в частности из увиолевого крона, плавленого кварца и вообще из такого вещества, которое мы по оптиче-

ским, производственным, техническим или экономическим соображениям сочтем более выгодным.

Новые катадиоптрические системы условимся называть для краткости менисковыми.

В менисковых системах легко достигается стигматизм и при этом остаются еще свободные параметры, позволяющие воздействовать на кому и без особых осложнений осуществлять апланатические системы, если это необходимо. Менисковая система представляет собой трубу, закрытую с одного конца зеркалом, а с другого мениском; поэтому ее можно осуществить в виде вполне герметичного инструмента со всеми вышеперечисленными выгодами таких инструментов. Менисковая система, как мы увидим дальше, может быть так сконструирована, что склонность к произвольным расцентрировкам и разблуживкам окажется в ней минимальной, а поэтому она может найти применение даже в приборах, измеряющих углы с высокой, но не наивысшей точностью.

Отличительными чертами менисковых систем являются: 1) высокое качество изображения для широкого спектрального интервала; 2) малый габарит и вес; 3) простота и надежность конструкции; 4) простота изготовления и низкая стоимость. Все это позволяет при данных затратах средств, труда и времени вооружиться более мощным, более совершенным и более удобным в эксплуатации инструментом.

Недостаток времени не позволил подробно исследовать астигматизм и кривизну поля менисковых систем, а потому сейчас преждевременно возлагать надежды на достаточно широкоугольные оптические конструкции¹.

Но для большого числа практических задач и не требуется систем широкоугольных, т. е. для них вполне можно удовлетвориться апланатической системой, не уступающей по величине полезного поля двухлинзовому апланату, но значительно превосходящей его по совершенству ахроматизации.

Мы говорили уже, что менисковые системы легко можно выполнить апланатическими, а потому области их полезного применения весьма расширяются не только для случая крупных, уникальных, астрономических инструментов, но и крупносерийных и массовых приборов широкого потребления. Их дешевому массовому производству способствуют не только сферическая форма поверхностей, малые габариты и простота механического оформления, но и благоприятное и простое разрешение проблемы оптического стекла и его константности. Как мы увидим ниже, мениски, приближающиеся к некоторой области изучаемого далее семейства менисков, малочувствительны к значительному изменению показателя преломления стекла, а потому в некоторых случаях можно не только не требовать от стекла строгой константности, но даже заменять один сорт стекла другим, близким к нему, без заметного изменения свойств всей системы. Это значительно облег-

¹ В последнее время выяснилось, что менисковые системы оправдали себя и в этом отношении.

чает производство, особенно когда оптическое стекло является наиболее узким его местом.

Малая толщина мениска и возможность выполнить его из любого сорта стекла, и в частности из увиолевого крона или даже из плавленого кварца и его аналогов, позволяет далеко углубиться в ультрафиолетовую область (конечно, при алюминированных зеркалах) и оставить далеко позади объективы увиолевые, в которых неизбежно применение флинтовых линз.

Располагая корректирующий мениск на достаточном расстоянии от основного зеркала, мы имеем возможность привязать к нему вторичные зеркала и тем самым обойтись без экранирующих стоек и растяжек. В частном случае, как это будет объяснено в дальнейшем, имеется возможность использовать центральную часть внутренней поверхности мениска в качестве вторичного зеркала и обойтись не только без стоек, растяжек и оправы, но даже и без самого вторичного зеркала, которое обращается в данном случае в алюминированный участок поверхности мениска. Такая конструкция, во-первых, свободна от дифракционных помех, связанных с экранирующими прямолинейными контурами, а во-вторых, мало склонна к децентрировке и разъюстировке.

Любую из классических систем телескопа (Грегори, Ньютона, Кассегрена, Гершеля) можно преобразовать в новую менисковую систему стигматическую или даже апланатическую, свободную на практике от помех хроматизма при значительном диаметре и высокой светосиле системы.

Уже сейчас можно предсказать успешное применение новых систем в монокулярных и бинокулярных трубах, в телеобъективах, в коллиматорах, в спектрографах, в микрообъективах, в телевизионных проекторах, в маяках и длиннофокусных прожекторах, в перископах, в установках для аэродинамических исследований и в очень многих лабораторных и контрольных приборах и установках. С научной точки зрения особенно интересно и особенно плодотворно применение новых систем в крупных астрономических инструментах.

Наряду с областями выгодного применения менисковых систем есть области, в которых применение их невыгодно или невозможно.

Так, мы не повторим ошибки лорда Росса и не будем рекомендовать систем, содержащих в себе хотя бы только одно зеркало, для целей точной астрометрии: для пассажных инструментов, меридианных кругов и др.* Но можно смело применить те же системы к менее точным геодезическим инструментам, вроде кипрегеля, теодолита и нивелира, тем самым значительно сократить их длину, уменьшить вес, увеличить диаметры входного и выходного зрачков, повысить яркость, разрешающую силу и качество изображения.

Менисковые системы вероятно неприменимы для широкоугольных фотообъективов, и в то же время они особенно интересны в применении к длиннофокусным мощным и достаточно светосильным телеобъективам с умеренными полями.

* Дальнейшие исследования показали, что в некоторых случаях менисковые системы пригодны и для этих целей.

Поэтому не будем навязывать менисковых систем «во что бы то ни стало» и «во всех случаях жизни», но попытаемся применить их там, где они достаточно целесообразны и обоснованы.

Работая над теорией менисковых систем и видя на практике их преимущества, невольно вспоминаешь тернистый путь истории оптического приборостроения. Сколько было изломано копий в борьбе сторонников рефрактора и рефлектора! Сколько было затрачено энергии, с одной стороны, на овладение методикой изготовления и исследования точных асферических поверхностей, а с другой стороны, на разрешение проблемы ахроматического объектива! Сколько изготовлено флинтгласса и других трудоемких сортов стекла для тех случаев, в которых их можно было бы и не применять! Наконец, сколько построено дорогих, громоздких и несовершенных телескопов с не менее дорогим и промоздким механическим оборудованием и дорогими помещениями с огромными вращающимися куполами!

Если бы на заре астрономической оптики был известен элементарно простой принцип менисковых систем, в основном доступный пониманию современников Декарта и Ньютона, то астрономическая оптика могла бы пойти по совершенно иному пути и иметь ахроматическую короткофокусную оптику со сферическими поверхностями, базирующуюся лишь на единственном сорте оптического стекла, безразлично с какими константами.

Дальнейшая погоня за уменьшением длины телескопа потребовала бы применения более совершенных окуляров, и только тогда могла бы возникнуть потребность в паре сортов стекол: кроне и флинте. Но мы знаем из истории астрономических инструментов, что такие окуляры появились значительно позднее ахроматического объектива и что простые окуляры Рамсдена и Гюйгенса процветают и в наше время.

Таким образом до изобретения фотографии, потребовавшей обширной номенклатуры оптических стекол, оптическое приборостроение могло бы довольствоваться одним и, в лучшем случае, двумя-тремя сортами стекол. Спектральный анализ и задачи точной астрометрии, возникшие приблизительно в это же время, потребовали бы для своих призм и объективов, по крайней мере, один сорт флинтгласса, который, как мы сказали, мог бы применяться для изготовления ахроматических окуляров и мелких объективов, в некоторых частных случаях более выгодных, чем менисковые системы. Таким образом спрос на большой ассортимент оптического стекла мог появиться не ранее развития широкоугольной светосильной фотографической аппаратуры.

Микроскопическая оптика также могла бы пойти по иному пути, так как возможность осуществления менисковых и чисто зеркальных микрообъективов имела задолго до появления первых ахроматических микрообъективов. Но менисковые системы не были своевременно открыты к несчастью для предшествовавшей науки и к счастью для науки современной, которая благодаря этому в результате трехвековой борьбы за совершенный оптический инструмент приобрела богатейший теоретический и практический опыт и высокую технику оптического стекловарения.

§ 2. Сферическая абберация при преломлении и отражении на сферических поверхностях

Вспомним законы преломления и отражения пучков конечной ширины на сферических поверхностях с тем, чтобы сделать из них принципиальный вывод о возможности компенсации сферической абберации и использовать их при дальнейшем развитии материала.

На рис. 1 изображен след АС сферической поверхности с центром кривизны в точке О и радиусом R. Поверхность разделяет две среды с показателями преломления n_1 и n_2 ; луч МА имеет высоту падения у.

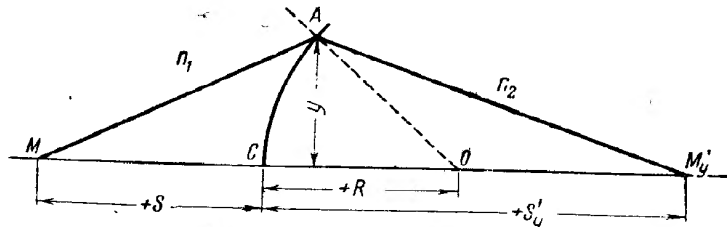


Рис. 1. Преломление на сферической поверхности.

Если точку M рассматривать как объект, лежащий на расстоянии S влево от вершины C, то ее изображение для зоны радиуса у окажется в точке M', например вправо от вершины C на расстоянии S'. Отрезки S и S' условимся считать положительными, если объект лежит в первой среде, а его изображение — в последней. Радиус кривизны R условимся считать положительным, если центр кривизны O лежит вправо от вершины C.

Вместо радиуса кривизны и сопряженных отрезков часто удобнее пользоваться их обратными величинами, введя следующие обозначения:

$$\left. \begin{aligned} 1 : R &= \rho \\ 1 : S &= \sigma \\ 1 : S' &= \sigma' \end{aligned} \right\} \quad (1)$$

Пренебрегая членами, содержащими у в степени выше третьей, можно вывести следующую формулу сопряженных отрезков:

$$n_2 \sigma' \approx (n_2 - n_1) \rho - n_1 \sigma + y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) \sigma]}{2n_2^3} \quad (2)$$

или

$$S' \approx \frac{n_2}{(n_2 - n_1) \rho - n_1 \sigma} - y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) \sigma]}{2n_2 [(n_2 - n_1) \rho - n_1 \sigma]^2} \quad (3^*)$$

* Подробный вывод формул как в данном случае, так и в большинстве последующих опущен ради экономии места.

Последнее выражение позволяет рассматривать отрезок S'_y как сумму сопряженного отрезка S'_0 для паракиальных лучей и продольной сферической абберации $\Delta S'_y$, при этом

$$S'_0 = \frac{n_2}{(n_2 - n_1) \rho - n_1 \sigma} \quad (4)$$

$$\Delta S'_y \approx -y^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) \sigma]}{2n_2 [(n_2 - n_1) \rho - n_1 \sigma]^2} \quad (5)$$

или

$$\Delta S'_y \approx -y^2 (S'_0)^2 \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + \sigma)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) \sigma]}{2n_2^3} \quad (6)$$

Полагая $S = \infty$ (т. е. $\sigma = 0$), находим отрезок S'_y , определяющий положение главного фокуса для зоны у:

$$S'_{y(S=\infty)} \approx \frac{n_2}{(n_2 - n_1) \rho} - y^2 \frac{n_1^2 \rho}{2n_2 (n_2 - n_1)} \quad (7)$$

Полагая $R = \infty$ (т. е. $\rho = 0$), находим формулу сопряженного отрезка в частном случае плоской поверхности раздела:

$$S'_{y(R=\infty)} \approx -\frac{n_2 S}{n_1} - y^2 \frac{(n_2^2 - n_1^2)}{2n_1 n_2 S} \quad (8)$$

Таким образом во всех случаях преломления на сферической поверхности и в частном случае при $R = \infty$ продольная сферическая абберация пропорциональна квадрату зоны y^2 в пределах точности принятого нами приближения.

Переходя от случаев преломления к случаям отражения, следует положить

$$n_2 = -n_1 \quad (9)$$

после чего из выражения (3) можно определить формулу сопряженных расстояний при отражении от сферической поверхности в следующем виде:

$$S'_{y(n_2=-n_1)} \approx \frac{1}{2\rho + \sigma} - y^2 \frac{\rho (\rho + \sigma)^2}{(2\rho + \sigma)^2} \quad (10)$$

Таким образом и в случае отражения от сферической поверхности сохраняется пропорциональность продольной сферической абберации квадрату зоны.

Поэтому формулу сопряженных расстояний можно представить в общем виде, независимо от того, происходит преломление или отражение гомоцентрических пучков, следующим образом:

$$S'_y \approx S'_0 + k y^2, \quad (11)$$

где коэффициент $k = f(n_1, n_2, R, S)$ и где знак приближенного равенства напоминает нам о принятом вначале приближении.

Но не всегда удобно пользоваться продольными абберациями, и кроме того они слишком мало говорят сами по себе о совершенстве достигнутого стигматизма. Поэтому значительно интереснее и

рациональнее характеризовать оптическую систему угловой сферической aberrацией, т. е. углами η_y (рис. 2), образованными между преломленными или отраженными лучами вроде луча AM_y и направлениями из соответственных точек падения на параксиальное изображение M'_0 .

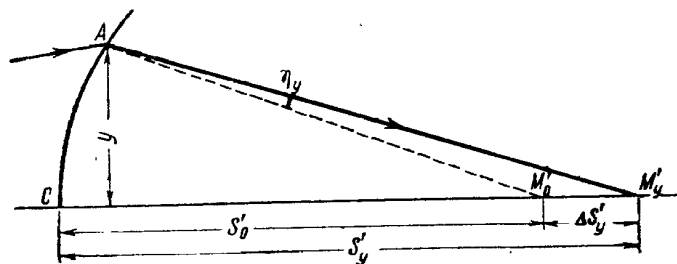


Рис. 2. Продольные и угловые aberrации.

Из рис. 2 выводим связь между угловой и продольной aberrацией в следующем виде:

$$\eta_y \approx \frac{y \cdot \Delta S'_y}{AM'_0 \cdot AM_y} \quad (12)$$

Используя выражение (11), а также принимая с достаточным для наших целей приближением

$$AM_y \approx AM'_0 \approx S'_0,$$

придаем выражению (12) новый вид:

$$\eta_y \approx \frac{ky^3}{(S'_0)^2} \quad (13)$$

или

$$\eta_y \approx k_1 y^3, \quad (13a)$$

где

$$k = - \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + c)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) c]}{2n_2 [(n_2 - n_1) \rho - n_1 c]^2}, \quad (14)$$

или где

$$k_1 = - \frac{(n_2 - n_1) n_1 (\rho + c)^2 [n_1 \rho + (n_2 + n_1) c]}{2n_2^3}. \quad (14a)$$

От угловых aberrаций совершается простой переход и к поперечным и к волновым aberrациям, но пока можно не усложнять основной задачи, выводя связь между этими aberrациями. Следует только запомнить, что угловая сферическая aberrация как в случае преломления, так и в случае отражения на сферической поверхности пропорциональна кубу зоны y^3 в пределах точности принятого нами приближения.

От одной преломляющей поверхности легко перейти к линзе, т. е. к центрированной системе двух преломляющих поверхностей, и убедиться, что угловая сферическая aberrация линзы также про-

порциональна кубу зоны с допущенной нами степенью приближения. Поэтому с помощью некоторых линзовых систем можно компенсировать сферическую aberrацию некоторых зеркальных систем, если только aberrации в них окажутся равными, но обратных знаков. Компенсация, достигнутая для одной зоны, автоматически должна была бы распространиться и на остальные зоны системы: в действительности неучтенные aberrации высших порядков нарушают рано или поздно предположения первого приближения.

Исправляя с помощью линзы сферическую aberrацию зеркал, мы не хотим вводить в катадиоптрическую систему сколько-нибудь заметный и вредный хроматизм, поэтому корректирующая линза должна быть несравнимо более ахроматичной, чем ахроматический объектив.

Для того чтобы угловой хроматизм такой линзы был ничтожно мал, она должна обладать ничтожно малым относительным отверстием, т. е. быть весьма длиннофокусной.

С другой стороны, такая корректирующая линза должна обладать значительной сферической aberrацией, способной компенсировать столь же значительную aberrацию обратного знака зеркальной системы. Отсюда кривизны линзы должны быть весьма значительными.

Единственной формой линзы, одновременно удовлетворяющей этим двум требованиям, является форма мениска, близкого к афокальному, т. е. имеющего значительные кривизны ρ_1 и ρ_2 при малой их разности.

В большинстве случаев зеркальных систем со сферической оптикой имеет место недоисправление сферической aberrации ($\eta_y < 0$), поэтому корректирующая линза должна обладать положительной сферической aberrацией.

На наше счастье существуют мениски, удовлетворяющие всем требованиям одновременно; эти мениски, действительно, в высокой степени ахроматичны и обладают значительной сферической aberrацией положительного знака. Поэтому, как мы убедимся далее, проблема менисковых систем имеет практические решения и притом очень выгодные.

Сейчас нам предстоит изучить некоторое довольно узкое семейство линз, близких к ахроматическому мениску. Это семейство характерно одним общим для него признаком: разность радиусов обеих поверхностей мениска ($\Delta R = R_1 - R_2$) в этом семействе весьма мала по сравнению с каждым из радиусов.

Следствием такого признака является одинаковость знака при обоих радиусах, т. е. менискообразная форма линзы, а также сравнительное постоянство ее толщины.

Толщину мениска не следует задавать значительной, чтобы не увеличивать массы оптического стекла и светопоглощения в его толще. Поэтому вторым характерным признаком изучаемого семейства менисков является незначительность их толщины d по сравнению с радиусами кривизны R_1 и R_2 и с диаметром свободного отверстия D .

Так как величины d и ΔR одного порядка, то часто оказывается более удобным задавать мениск не двумя радиусами и толщи-

ной, а первым радиусом R_1 и отношением $\Delta R:d$, характеризующим, как это будет видно ниже, абберационные свойства мениска.

Приходится удивляться, что сама по себе простая мысль о возможности осуществления менисковых систем не приходила раньше никому в голову и прежде всего вычислителям, у которых были наибольшие шансы на такое открытие. Действительно, вычислители в своей повседневной работе по пересчету и улучшению оптических систем пользуются той же идеей, хотя и в замаскированном виде: ведь пересчеты систем, и в частности объективов, имеющие целью уменьшить одни абберации, не портя системы в отношении других аббераций, есть не что иное, как добавление к системе отдельных менисков положительной или отрицательной толщины $\pm d$ и разности радиусов $\pm \Delta R$, причем в большинстве случаев соблюдается условие:

$$\Delta R \ll D \gg \bar{d},$$

характерное для наших менисков.

§ 3. Семейство менисков, близких к ахроматическому

На рис. 3 изображен мениск такого семейства в одном из двух возможных для него положений, при котором оба радиуса R_1 и R_2 положительны. Если повернуть мениск на 180° , то в этом втором возможном положении оба радиуса окажутся отрицательными, однако разность $\Delta R = R_1 - R_2$ своего знака не изменит. Толщина d всегда положительна. Показатель преломления вещества мениска равен n , а показатели преломления первой и третьей среды (воздуха) равны единице.

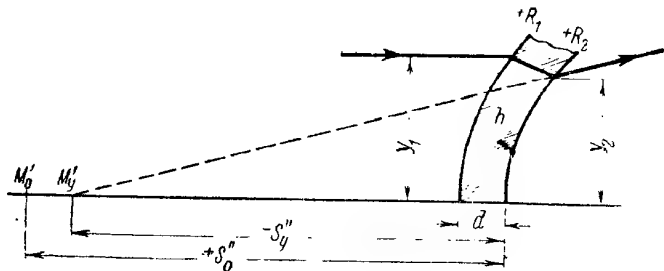


Рис. 3. Ход луча через мениск.

Допустим, что на мениск падает параллельный пучок ($\varepsilon=0$), и вспомним, что:

$$\Delta R \ll R_1 \gg \bar{d}.$$

Опуская длинный ряд громоздких преобразований, используя формулы (7) и (6), приведем формулу последнего отрезка (S_y'') мениска в следующем виде:

$$S_y'' = S_0'' + \Delta S_y'' = \frac{n - (n-1) d \rho_1}{(n-1) [(n-1) d \rho_1 (\rho_1 - \Delta \rho) + n \Delta \rho]} - \frac{y_1^2 \rho_1^2 [(n-1) (n+1)^2 d \rho_1^2 + (n+2) n^2 \Delta \rho]}{2n (n-1) [(n-1) d \rho_1 (\rho_1 - \Delta \rho) + n \Delta \rho]^2}, \quad (15)$$

где разность кривизн:

$$\Delta \rho = \rho_1 - \rho_2 = - \frac{R_1 - R_2}{R_1 R_2} = - \Delta R \rho_1 \rho_2. \quad (16)$$

Продольная абберация мениска $\Delta S_y''$ выражена через квадрат высоты падения на первой поверхности y_1^2 . Для нахождения высоты падения на второй поверхности можно пользоваться следующим уравнением:

$$y_2 = y_1 \left(1 - \frac{n-1}{n} d \rho_1 \right). \quad (17)$$

Выражения (16) и (15) позволяют представить последний отрезок в следующем виде:

$$S_y'' = S_0'' + \Delta S_y'' = \frac{R_1^2 \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1} \right) \left[n - \frac{d}{R_1} (n-1) \right]}{d (n-1) \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d} \right]} - \frac{y_1^2 \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1} \right) \left[(n-1) (n+1)^2 - (n+2) n^2 \frac{\Delta R}{d} \right]}{2dn (n-1) \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d} \right]^2}. \quad (18)$$

Зная величину последнего отрезка, легко определить фокусное расстояние f_y'' мениска, используя простую приближенную зависимость:

$$f_y'' = S_y'' \frac{y_1}{y_2}. \quad (19)$$

Поэтому из выражений (19), (17) и (18) определяем фокусное расстояние мениска для зоны y в виде:

$$f_y'' = f_0'' + \Delta f_y'' = \frac{R_1 n \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1} \right)}{d (n-1) \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d} \right]} - \frac{y_1^2 \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1} \right) \left[(n-1) (n+1)^2 - n^2 (n+2) \frac{\Delta R}{d} \right]}{2dn (n-1) \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d} \right]^2}. \quad (20)$$

Мениск можно сделать ахроматическим, по крайней мере, для двух цветов (например, для лучей C и F) и, по крайней мере, для параксиальной области.

Для исправления хроматизма увеличения следует выполнить условие $f'_C = f'_F$; для исправления же хроматизма положения следует выполнить условие $S''_C = S''_F$.

Подставляя показатели преломления n_C и n_F соответственно в выражение (20) или в выражение (18), в их первые члены, и решая две пары уравнений, можно выразить условия ахроматического мениска в следующих видах:

1. Для ахроматизма увеличения:

$$\frac{\Delta R}{d} = 1 - \frac{1}{n_C n_F} \approx \frac{n^2 - 1}{n^2}. \quad (21)$$

2. Для ахроматизма положения:

$$\frac{\Delta R}{d} = 1 - \frac{1}{n_C n_F} - \frac{(n_C - 1)(n_F - 1)(d - \Delta R)}{n_C n_F R_1} \approx \frac{n^2 - 1}{n^2}. \quad (21a)$$

Эти уравнения замечательны тем, что в первом приближении они одинаковы и что величина $\Delta R : d$ характеризует ахроматичность мениска лишь в зависимости от средней величины показателя преломления n и независимо от дисперсии стекла n_F , n_C и абсолютного значения радиусов кривизны мениска R_1 и R_2 .

Дальнейшее исследование вопроса показывает, что мениск, ахроматичный для параксиальных лучей, не является наивыгоднейшим для системы с конечным относительным отверстием. Чтобы добиться наилучшей ахроматизации системы, приходится исправлять хроматизм не для параксиальной области, а для некоторой зоны, достаточно близкой к внешней зоне мениска; при этом отношению $\Delta R : d$ приходится придавать несколько большее значение, чем это следует из формул (21) или (21a). Но, во-первых, поправка оказывается незначительной, как мы это увидим дальше, а во-вторых, сейчас мы рассматриваем вопрос только в первом приближении к истине, и тригонометрические расчеты, без которых все равно обойтись не удастся, внесут свои небольшие необходимые коррективы. Таким образом все дальнейшие приближенные выводы и эмпирические формулы мы будем использовать лишь для первоначальных поисков областей решения и для предварительных подсчетов конструктивных элементов, уточняемых дальнейшим тригонометрическим расчетом.

Итак, ахроматический мениск в первом приближении удовлетворяет уравнению

$$\frac{\Delta R}{d} \approx \frac{n^2 - 1}{n^2}. \quad (22)$$

Подстановка последнего выражения во второй член формул (18) или (20) не обращает его в нуль и убеждает нас в том, что ахроматический мениск обладает сферической аберрацией, которую в первом приближении можно выразить следующим образом:

$$\Delta S''_y = \Delta f''_y = \frac{1}{2d} \frac{(n+1)n}{(n-1)^2}. \quad (23)$$

Как видим, ахроматический мениск обладает положительной сферической аберрацией, что открывает нам счастливую возможность исправлять отрицательную аберрацию большинства зеркальных систем, не внося в них сколько-нибудь ощутимого хроматизма.

Если бы второй член выражений (18) или (20) обращался в нуль, то удовлетворяющий такому условию мениск был бы свободен от сферической аберрации и мог бы быть назван мениском анаберрационным. Приравняв второй член выражений (18) или (20) нулю, получаем следующее уравнение анаберрационного мениска:

$$\frac{\Delta R}{d} = \frac{(n^2 - 1)(n + 1)}{n^2(n + 2)}. \quad (24)$$

Анаберрационный мениск, как и ахроматический, обладает некоторой оптической силой или фокальностью, так как подстановка выражений (22) или (24) в первый член формулы (20) не превращает его в бесконечность, но дает некоторую конечную, хотя и достаточно большую величину для фокусного расстояния f''_0 .

Мениск, в котором величина f''_0 обращается в бесконечность, можно назвать афокальным мениском, а его уравнение из выражения (20) легко определяется в следующем виде:

$$\frac{\Delta R}{d} = \frac{(n - 1)}{n}. \quad (25)$$

Наконец, рассмотрим еще два характерных мениска: мениск равной кривизны и мениск равной толщины или концентрический.

В мениске равной кривизны, очевидно, выполняется равенство двух радиусов кривизны ($R_1 = R_2$), а потому его уравнение имеет весьма простой вид:

$$\frac{\Delta R}{d} = 0. \quad (26)$$

Так же просто и уравнение концентрического мениска, в котором, очевидно,

$$\frac{\Delta R}{d} = +1, \quad (27)$$

так как обе его поверхности описаны из одного общего центра двумя радиусами, различающимися на толщину d мениска.

Изучение пяти характерных представителей интересующего нас семейства менисков позволит достаточно полно судить о всем семействе.

Так как величины $\Delta R : d$ для пяти представителей нами определены, то остается еще определить их фокусные расстояния f''_0 (или их оптические силы φ''_0), а также вносимую ими угловую сферическую аберрацию η'' .

Выражение (20) дает для оптической силы

$$\varphi''_0 = \frac{1}{f''_0} \approx \frac{d}{R_1^2} \cdot \frac{(n - 1)}{n} \left[(n - 1) - n \frac{\Delta R}{d} \right]. \quad (28)$$

Выражения (12) и (18) позволяют выразить угловую сферическую абберацию в виде:

$$\eta_y \approx -y_1^3 \frac{d}{2R_1^4} \cdot \frac{(n-1)}{n^3} \left[(n^2-1)(n+1) - n^2(n+2) \frac{\Delta R}{d} \right]. \quad (29)$$

Используя два последних выражения, а также выражения (26), (25), (24) и (27), составляем табл. 1, характеризующую свойства менисков, расположенных в порядке возрастания отношения $\Delta R:d$.

Таблица 1

Мениски	$\frac{\Delta R}{d}$	$\varphi_0'' \cdot \frac{R_1^2}{d}$	$\eta_y \cdot \frac{2R_1^4}{y_1^3 d}$
I Равной кривизны	± 0	$+\frac{(n-1)^2}{n}$	$-\frac{(n^2-1)^2}{n^3}$
II Афокальный	$\frac{n-1}{n}$	± 0	$-\frac{(n-1)^2}{n^3}$
III Анаберрационный	$\frac{(n^2-1)(n+1)}{n^2(n-2)}$	$-\frac{(n-1)^2}{n^2(n+2)}$	± 0
IV Ахроматический	$\frac{n^2-1}{n^2}$	$-\frac{(n-1)^2}{n^2}$	$+\frac{(n^2-1)(n-1)}{n^3}$
V Концентрический	-1	$-\frac{(n-1)}{n}$	$+\frac{(n-1)(n^2+n+1)}{n^3}$

Численные значения тех же величин приведены в табл. 2 для двух случаев показателя преломления стекла: $n=1,5$ и $n=1,6$.

Таблица 2

Мениски	n	$\frac{\Delta R}{d}$	$\varphi_0'' \cdot \frac{R_1^2}{d}$	$\eta_y \cdot \frac{2R_1^4}{y_1^3 d}$
I Равной кривизны	1,5	± 0	$+0,1667$	$-0,4630$
	1,6	± 0	$+0,2250$	$-0,5941$
II Афокальный	1,5	$+0,3333$	± 0	$-0,0741$
	1,6	$+0,3750$	± 0	$-0,0879$
III Анаберрационный	1,5	$+0,3908$	$-0,0317$	± 0
	1,6	$+0,4401$	$-0,0391$	± 0
IV Ахроматический	1,5	$+0,5556$	$-0,1111$	$+0,1852$
	1,6	$+0,6094$	$-0,1406$	$+0,2285$
V Концентрический	1,5	$+1$	$-0,3333$	$+0,7037$
	1,6	$+1$	$-0,3750$	$+0,7559$

Так как в формулы (28) и (29) радиус R_1 входит в четных степенях, то знаки при величинах φ_0'' и η_y как, в первом приближении, и абсолютные значения этих величин, остаются без изменения, если любой из менисков данного семейства повернуть на 180° по отношению к падающему пучку лучей. Однако было бы преждевременно и неосновательно заключить, что от такого поворота мениска не произойдет существенного изменения некоторых свойств системы, например изменения величины комы.

Материал табл. 2 приведен на рис. 4, позволяющем подметить ряд интереснейших особенностей изучаемого семейства менисков.

Прежде всего точки для φ_0'' и η_y очень хорошо укладываются на прямых линиях, если по оси абсцисс отложены отношения $\Delta R:d$. Далее, кривые η_y пересекаются при $\Delta R:d=0,7$, а это значит, что мениск с таким отношением $\Delta R:d$ или мениски, близко к нему расположенные, сохраняют почти неизменной величину угловой сферической абберации при значительных изменениях показателя преломления стекла, если только геометрическая форма мениска остается неизменной. Таким же образом кривые φ_0'' пересекаются при $\Delta R:d \approx 0,6$, что говорит об устойчивости вблизи этого отношения фокусного расстояния мениска заданной геометрической формы при значительных изменениях показателя преломления стекла.

Как выяснится в дальнейшем, мениски реальных систем будут иметь отношения $\Delta R:d$, достаточно близкие к $0,6-0,7$. Поэтому, можно заранее предсказать сравнительно малую чувствительность абберационных свойств менисковых систем к изменениям показателя преломления вещества мениска, что позволит в отдельных случаях не только не добиваться строгой константности стекол, но и заменять один сорт другим, достаточно близким к нему по показателю преломления, не меняя при этом ни толщины, ни радиусов кривизны мениска.

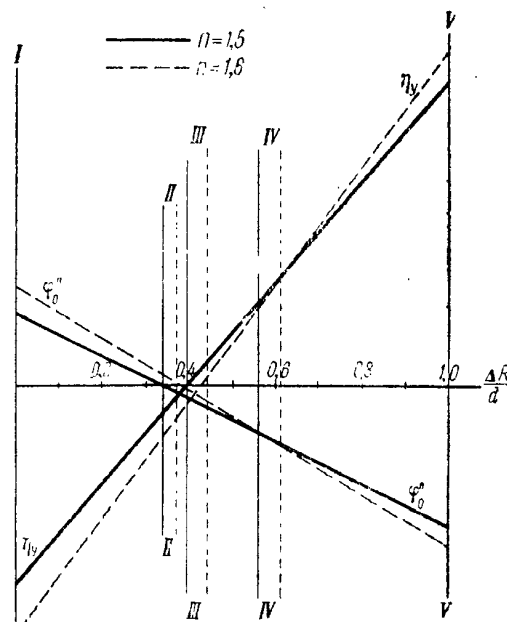


Рис. 4. Семейство менисков, близких к ахроматическому мениску.

На рис. 4 размечены пять сечений, обозначенных римскими цифрами; им соответствуют пять характерных представителей семейства менисков. Мы видим, что в области от I—I до II—II все мениски являются собирательными ($\varphi_0 > 0$), имея при этом отрицательную сферическую aberrацию ($\tau_y < 0$). Таким же образом в области от III—III до V—V все мениски рассеивающие ($\varphi_0 < 0$) и обладают положительной сферической aberrацией ($\tau_y > 0$). В этих областях мениски ведут себя так же, как и обычные линзы, у которых сферическая aberrация и оптическая сила имеют обратные знаки. Но на рис. 4 мы наблюдаем интересную аномальную область от II—II до III—III, в которой отрицательные мениски имеют отрицательную же сферическую aberrацию.

Чем больше мы будем удаляться влево или вправо от положения ахроматического мениска (IV—IV), тем больший неисправленный хроматизм будет внесен мениском. Но, двигаясь по рис. 4 вправо от ахроматического мениска, т. е. приближаясь к менискам концентрическим, мы выигрываем в величине, вносимой мениском сферической aberrации. Двигаясь же влево в сторону анаберрационных менисков, мы теряем в сферической aberrации, используемой в дальнейшем для компенсации сферической aberrации зеркальной системы.

Поэтому движение влево ничем не оправдано и лишено всякого смысла, тогда как движение вправо позволяет либо повысить относительное отверстие менисковой системы при заданной остаточной сферической aberrации, либо уменьшить остаточную сферическую aberrацию при заданном относительном отверстии системы. Так как хроматизм менисковых систем вообще очень мал, то такое приближение к концентрическим менискам, а в некоторых случаях и применение точно концентрических менисков, часто может быть допущено без вредного для изображения проявления остаточного хроматизма и с преимуществами повышенной светосилы и уменьшенного габарита. Точно концентрические мениски, кроме того, технологически выгоднее остальных менисков изучаемого семейства.

Понятно, что уклоняться от ахроматического мениска можно лишь в системах, не требующих по своему увеличению, разрешающей силе и целевому назначению высокой ахроматизации. Для всех ответственных крупных инструментов и особенно работающих в широких спектральных интервалах мы, конечно, будем при менять мениски ахроматические, для которых и создается дальнейшая теория и будут выведены эмпирические расчетные формулы.

Выражение (29) для ахроматического мениска (22) можно переписать в виде:

$$\tau_y \approx 0,5y_1^3 d_1^4 \frac{(n^2 - 1)(n - 1)}{n^3}, \quad (30)$$

откуда устанавливается следующая подмеченная уже закономерность: угловая сферическая aberrация ахроматического мениска положительна, пропорциональна кубу зоны, первой степени тол-

щины, четвертой степени кривизны первой поверхности мениска и в сравнительно малой степени зависит от показателя преломления вещества мениска.

Так как абберационные свойства мениска мало зависят от показателя преломления, то нам представляется редкая в оптике возможность выбирать выгодный сорт стекла не с оптической, а с технологической и инженерной точек зрения. Поэтому мы можем выбирать для мениска то стекло, которое имеет малый удельный вес, высокую твердость, высокую химическую устойчивость, легко может быть сварено в больших однородных кусках с малым содержанием свилей и пузырей, успешно может быть освобождено отжигом от натяжений, обладает либо малым коэффициентом теплового расширения, либо находящимся в соответствии с коэффициентом расширения металла оправы и трубы (отсутствие зазоров, способствующих разъюстировке, и неизменность фокусировки при переменах температуры).

К этому можно добавить и чисто оптические требования малой дисперсии и малого светопоглощения не только в видимой, но и в достаточно удаленной ультрафиолетовой области спектра.

Переходя к стеклам отечественного производства, для ахроматических менисков можно более всего рекомендовать стекло К-8 (бывший сорт 14), так как оно не только хорошо удовлетворяет большинству перечисленных выше характеристик, но и производится у нас в наибольших количествах, а потому лучше всего освоено, всегда имеется на складах в виде достаточно больших кусков и заготовок и относится к числу относительно дешевых оптических стекол. Для фотографических инструментов следует требовать тот же сорт стекла, но увиолевого (стекло, сваренное из особо чистых материалов и пропускающее ультрафиолетовую радиацию до 3200 Å - 3000 Å в зависимости от чистоты исходных материалов).

Приведем некоторые характеристики стекла К-8.

Показатели преломления:

$n_C = 1,51390$	Число Аббе $\nu = 64,1$	} (31)
$n_D = 1,51630$	Удельный вес $d = 2,53$	
$n_F = 1,52196$	Коэффициент	
$n_{D'} = 1,52646$	расширения $\alpha = 7,86 \cdot 10^{-6}$	
$n_h = 1,5298$		

Можно рекомендовать еще стекло К-9, интерес к которому объясняется его высоким коэффициентом теплового расширения ($\alpha = 10,0 \cdot 10^{-6}$), близким к коэффициенту расширения стали ($\alpha = 10,6 \cdot 10^{-6}$). Смысл и выгоды такого уравнивания коэффициентов расширения стекла, оправы и трубы были уже отмечены выше. К сожалению, стекло К-9 в сильной степени гигроскопично.

Наконец, для менисков небольших оптических систем, предназначенных для исследований в ультрафиолетовой области спектра, можно применять нестеклянные вещества, в частности плавленый кварц, прозрачный до границы приблизительно 2000 Å.

Все дальнейшие примеры, расчетные материалы и эмпирические формулы будут относиться к частному случаю менисков, изготовленных из стекла К-8.

§ 4. Вторичный спектр

Перепишем формулу последнего отрезка S_0'' мениска для параксиальных лучей, известную нам по выражению (18):

$$S_0'' = \frac{R_1^2 \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1}\right) \left[n - \frac{d}{R_1} (n-1)\right]}{d (n-1) \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d}\right]} \quad (32)$$

Этот отрезок определяет собою положение параксиального фокуса мениска на оси и при заданной геометрической форме мениска и заданном сорте стекла является функцией показателя преломления n_λ , а вместе с тем и длины волны λ .

Пусть кривая LMN (рис. 5) представляет собою $S_{n\lambda}''$, как функцию n_λ . Так, абсцисса точки L есть значение выражения (32) при некотором $n_\lambda = n$ и при заданных значениях R_1 , ΔR и d . Придадим n весьма малое приращение Δn , в соответствии с чем отрезок S_n'' приобретет весьма малое приращение $\Delta S_n''$, величину которого можно определить из выражения (32) в следующем виде:

$$\Delta S_n'' = - \frac{\Delta n R_1^2 \left(1 - \frac{\Delta R}{R_1}\right)}{d (n-1)^2 \left[(n-1) - n \frac{\Delta R}{d}\right]^2} \left\{ (n^2 - 1) + n \Delta n - \frac{d (n-1) (n-1 + \Delta n)}{R_1} - \Delta R \left[\frac{n (n + \Delta n)}{d} - \frac{(n-1) (n-1 + \Delta n)}{R_1} \right] \right\} \quad (33)$$

Точка M является вершиной хроматической кривой. Она соответствует некоторому показателю преломления n_0 (или некоторой длине волны λ_0) и обладает тем свойством, что бесконечно малое приращение Δn_0 не вызывает изменения последнего отрезка, т. е. что $\Delta S_{n_0}'' = 0$ *

Подставляя в выражение (33) n_0 и Δn_0 вместо n и Δn , приравняв его нулю и помня, что Δn_0 бесконечно мало, находим формулу мениска, вершина хроматической кривой которого соответствует показателю n_0 :

$$\frac{\Delta R}{d} = 1 - \frac{1}{n_0^2 - \frac{d}{R_1} (n_0 - 1)^2} \quad (34)$$

* Приращениям Δn_0 и $\Delta S_{n_0}''$ здесь придан смысл дифференциалов dn_0 и dS_{n_0}'' , однако, обозначения дифференциалов не введены сознательно во избежание смешения их с величиной d — толщиной мениска.

Последняя формула является усовершенствованием формулы (21а) и подобно ей в первом приближении дает уже знакомое нам уравнение ахроматического мениска:

$$\frac{\Delta R}{d} \approx \frac{n_0^2 - 1}{n_0^2}$$

Подставляя уравнение (34) в уравнение (33) и пренебрегая членами второго порядка малости, представляем величину продольного вторичного спектра ахроматического мениска относительно вершины хроматической кривой в следующем виде:

$$\Delta S_{n\lambda-n_0}'' = S_{n\lambda}'' - S_{n_0}'' = - \frac{(n_\lambda - n_0)^2 R_1^2 \left[n_0 - \frac{d}{R_1} (n_0 - 1)\right]}{(n_0 - 1)^4 d} \quad (35)$$

или, ввиду малости величины $\frac{d}{R_1}$, в еще более простом приближенном виде:

$$\Delta S_{n\lambda-n_0}'' = - \frac{(n_\lambda - n_0)^2 n_0 R_1^2}{(n_0 - 1)^4 d} \quad (36)$$

В этих двух последних формулах обратим внимание на параболическую зависимость продольного вторичного спектра от изменения показателя преломления и на отрицательный знак вторичного спектра.

Если предположить по аналогии с двухлинзовыми ахматами, что величина продольного вторичного спектра мениска мало зависит от величины зоны, для которой выполнена ахроматизация, то можно от параксиального продольного вторичного спектра перейти к угловому вторичному спектру мениска конечного отверстия $2u$. Назовем буквой ζ величину углового вторичного спектра и вспомним, что, как всякая угловая aberrация, она приближенно равна:

$$\zeta_{n\lambda-n_0} \approx u \frac{\Delta S_{n\lambda-n_0}''}{(f_0')^2} \quad (37)$$

где величины $\Delta S_{n\lambda-n_0}''$ и f_0' возьмем из выражений (36) и (20), после чего получим в первом приближении:

$$\zeta_{n\lambda-n_0} \approx - \frac{(n_\lambda - n_0)^2 u d}{n_0^3 R_1^2} \quad (38)$$

Если $u = H = \frac{D}{2}$ (половина диаметра мениска), то угловой вторичный спектр для полного отверстия D и в секундах дуги вместо радианов получит следующее выражение:

$$\zeta_{n\lambda-n_0} \approx - 1,03 \cdot 10^2 (n_\lambda - n_0)^2 \frac{D}{n_0^3 R_1^2} \text{ (сек. дуги)} \quad (39)$$

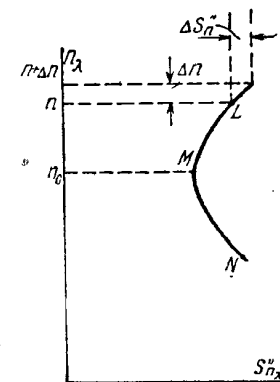


Рис. 5. Вторичный спектр.

Кривая углового вторичного спектра, как и кривая продольного спектра, является параболой с вершиной, соответствующей $n = n_0$ или некоторой длине волны λ_0 .

В частном случае мениска из стекла К-8 (см. 31) и при соединении в общем фокусе лучей C и F вершина хроматической кривой будет соответствовать некоторым n_0 и λ_0 , причем

$$\left. \begin{aligned} n_0 &= \frac{n_F + n_C}{2} = 1,51793 \\ n_i - n_0 &= \pm \frac{(n_F - n_C)}{2} = \pm 0,00403 \\ \lambda_0 &\approx 555 \text{ мμ.} \end{aligned} \right\} \quad (40)$$

Подстановка этих величин в формулу (39) дает:

$$\zeta_{C, F - \lambda_0} = \zeta_{C, F} \approx -0,478 \frac{Dd}{R_1^2} \text{ (сек. дуги).} \quad (41)$$

В дальнейшем мы увидим, что при заданных D и d каждому радиусу кривизны R_1 соответствует строго определенное относительное отверстие ($A = D : f'$) системы «мениск — вогнутое зеркало», при этом устанавливается эмпирическая связь, позволяющая освободиться в уравнении (41) от величины R_1 при условии, что мениск сделан из стекла К-8 и что его толщина $d = 0,1 D$. В этом частном случае угловой вторичный спектр для лучей C и F ахроматического мениска при фокусировке на вершину хроматической кривой выразится следующей эмпирической формулой, принимаемой здесь пока бездоказательно:

$$\zeta_{C, F} \approx -0,128 A^{1,32} \text{ (сек. дуги),} \quad (42)$$

где $A = D : f'$ есть относительное отверстие менисковой системы, но не мениска, взятого отдельно.

Сравним менисковые системы с обычными двухлинзовыми ахматами в отношении углового вторичного спектра.

Известно, что для подавляющего большинства сортов оптического стекла, применяемых в любых комбинациях для осуществления двухлинзового объектива, величина продольного вторичного спектра объектива, при заданных фокусном расстоянии и характере ахроматизации, является величиной в высокой степени постоянной.

Так, в случае соединения в общем фокусе лучей C и F вершина хроматической кривой ахмата соответствует приблизительно длине волны $\lambda_0 \approx 555 \text{ мμ}$, а продольный вторичный спектр, отсчитываемый от фокуса вершины хроматической кривой до фокуса лучей C и F , может быть выражен достаточно постоянным равенством:

$$S'_{C, F} - S'_{\lambda_0} = \Delta S'_{C, F} \approx +0,0005 f', \quad (43)$$

где f' — фокусное расстояние объектива ахмата.

Поэтому угловой вторичный спектр $\zeta'_{C, F}$ ахмата в зависимости от его относительного отверстия $A = D : f'$ можно выразить не

менее простой и постоянной для подавляющего большинства стекол формулой:

$$\zeta'_{C, F} \approx 52 A \text{ (сек. дуги).} \quad (44)$$

Используя формулы (42) и (44), составим табл. 3 углового вторичного спектра менисковых систем и двухлинзовых ахматов для различных относительных отверстий A . В последней строке приведено отношение второй величины к первой.

Таблица 3

A	1 : 1	1 : 2	1 : 3	1 : 4	1 : 5	1 : 6
$-\zeta_{C, F}$	0,128"	0,0513"	0,0300"	0,0205"	0,0153"	0,0120"
$\zeta'_{C, F}$	52,0"	26,0"	17,3"	13,0"	10,4"	8,7"
$\zeta'_{C, F} : -\zeta_{C, F}$	410	510	580	630	680	720

Таким образом угловой вторичный спектр менисковых систем в 500—1000 раз меньше углового вторичного спектра ахроматических объективов эквивалентного относительного отверстия. Строго говоря, найденные значения вторичного спектра справедливы для менисков, входящих в менисковую систему, но не для менисковых систем в целом. И хотя мениски являются в них единственным хроматическим элементом (остальные элементы — зеркала), однако, при прохождении сложного белого луча через мениск лучи различных цветов имеют несколько различающиеся между собой высоты падения как на второй поверхности, так и на поверхности зеркала. Поэтому результирующая картина вторичного спектра в системе может несколько исказиться по сравнению с нарисованной ранее картиной, однако, порядок величины вторичного спектра останется прежним. Доказательством этого могут служить многочисленные вычисления систем, которые не позволили, однако, обнаружить заметного вторичного спектра, и по той причине, что он, как видно, измеряется сотыми долями секунды, а вычисления производились с помощью шестизначных таблиц логарифмов. Пользование семизначными логарифмами при вычислении систем высокой светосилы, вероятно, позволило бы установить закономерности для вторичного спектра менисковых систем, но такой практики в настоящее время не имеется, а потому можно лишь утверждать, что вторичный спектр менисковых систем в сотни раз меньше вторичного спектра эквивалентных объективов-ахматов. В этом заключается первое и основное преимущество новых катадиоптрических систем перед объективами. Поэтому вычислять ход лучей достаточно лишь для двух лучей, сводимых в общем фокусе, например для лучей C и F , и знать, что кривые aberrаций для луча λ_0 пройдут прибли-

зительно посередине между кривыми для лучей C и F . Если же имеется достаточно твердая уверенность в том, что ахроматический мениск задан правильно, а сфероматическую aberrацию и разность хроматического увеличения можно вычислить по проверенным эмпирическим формулам, то вычисления можно производить для одного только луча λ_0 , что значительно упрощает расчеты.

При рассмотрении вопросов вторичного спектра мы не считались с другими видами остаточного хроматизма и прежде всего со сферохроматической aberrацией, которая в несколько раз превосходит вторичный спектр как в менисковых системах, так и в соответствующим светосильных объективах. Так как эта aberrация не учитывалась в обоих случаях, то сравнение менисковых систем с объективами в отношении только одной aberrации вторичного спектра можно считать вполне строгим.

Известно, в какой степени вторичный спектр снижает качество изображения в рефракторах и препятствует повышению диаметра объектива и его относительного отверстия. Известно также, что применение особых (крайне невыгодных в других отношениях) сортов стекла позволяет осуществить так называемые полуахроматы и апохроматы и добиться в них в лучшем случае уменьшения вторичного спектра в 1,5—3 раза.

В то же время новые катадиоптрические менисковые системы позволяют уменьшить вторичный спектр во многие сотни раз и сделать их в этом отношении практически равноценными чисто зеркальным системам или, во всяком случае, пойти неизмеримо дальше, чем в объективах, по пути полезного увеличения диаметра и светосилы.

§ 5. Остаточная сферическая и сферохроматическая aberrации, кома и хроматизм увеличения

Сравним обычный двухлинзовый объектив-ахромат и менисковую систему.

Представим себе объектив, у которого совмещены параксиальные фокусы для лучей C и F . В силу вторичного спектра вершина хроматической кривой будет соответствовать длине волны λ_0 , сравнительно близкой к $555 \text{ м}\mu$, при этом из всех фокусных отрезков самым коротким будет S'_{λ_0} .

Так выглядит картина расположения фокусов для параксиальной области объектива; однако, в объективе конечного диаметра эта картина значительно усложняется.

На рис. 6, a и $6, a'$ изображены продольные ($\Delta S'_y$) и угловые ($\Delta \eta_y$) aberrации такого объектива конечного отверстия в виде кривых для лучей C , λ_0 и F .

Эти кривые имеют довольно причудливую форму, так как отражают наличие у объектива нескольких aberrаций одновременно.

Мы видим, что для параксиальных лучей действительно выполнено условие совмещения фокусов для лучей C и F , причем отре-

зок mm' (как и в остальных случаях верхней половины рисунка) есть не что иное, как продольный вторичный спектр $\Delta S'_{C, F}$, определяемый выражением (43).

Кроме вторичного спектра, объектив обладает остаточной сферической aberrацией, в чем нас убеждает искривленность линий рисунка, говорящая о непостоянстве положения фокуса на оси с изменением зоны y , т. е. о сферической aberrации. Но так как искривленность линий для трех различных цветов различна, то объектив обладает различными по величине и характеру сферическими aberrациями для различных цветов, т. е. так называемой сферохроматической aberrацией.

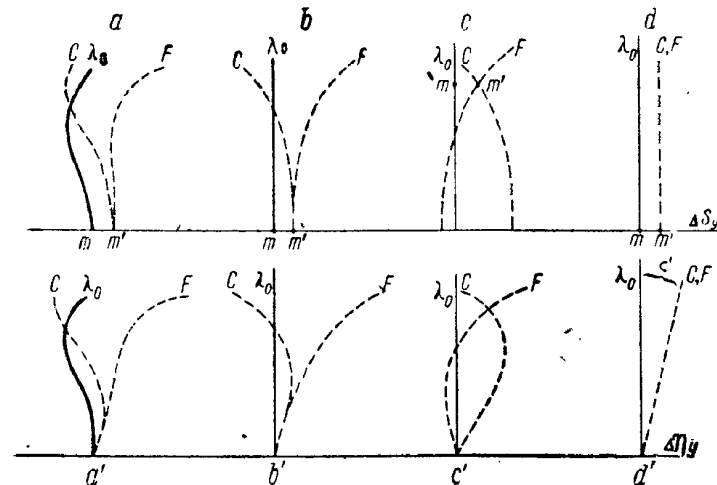


Рис. 6. Остаточные aberrации объективов

Попробуем освободить объектив от остаточной сферической aberrации для луча λ_0 , что на практике достигается ретушировкой одной из поверхностей объектива. В этом случае кривая для луча λ_0 не только выпрямится, но и станет вертикальной ($\Delta S'_{\lambda_0} = 0$ и $\Delta \eta_{\lambda_0} = 0$), как это изображено на рис. 6, b и 6, b' . Соответственно изменят свою форму (но не выпрямятся) кривые aberrации для лучей C и F , и мы будем наблюдать у объектива сочетание лишь двух aberrаций: сферохроматической и вторичного спектра. Сферохроматическая aberrация в большинстве ахроматических объективов заключается в том, что при исправленной сферической aberrации для луча λ_0 объектив оказывается сферически переисправленным для длин волн короче λ_0 и сферически недоисправленным для длин волн длиннее λ_0 . Но объектив с ахроматизацией лучей C и F для параксиальной области обладает слишком значительными aberrациями на внешней зоне и не является наиболее выгодным в смысле характера ахроматизации.

Если сделать перерасчет объектива и ахроматизировать его не для параксиальной области, а для некоторой зоны, достаточно

близкой к внешней зоне объектива, то можно добиться такого почти параллельного перемещения кривых $\Delta S'_C$ и $\Delta S'_F$, при котором угловые сферические aberrации для всего комплекса цветов от C до F уложатся в минимальном возможном для данного объектива интервале, как показано на рис. 6, b и b' , где точка m' пересечения кривых $\Delta S'_C$ и $\Delta S'_F$ переместилась из параксиальной области на высокую зону.

Такой объектив дает изображение более высокого качества и более ахроматичное, чем предыдущий объектив.

Наконец, если бы каким-то образом удалось освободиться и от сферохроматической aberrации, то у объектива остался бы неисправленный один только вторичный спектр. Прямые рисунка 6, d и 6, d' изображают продольный и угловой вторичные спектры в чистом виде. Угловой вторичный спектр достигает максимальной величины на внешней зоне объектива и определяется из выражения (44).

Заметим, что угловая сферохроматическая aberrация объектива быстро растет с увеличением относительного отверстия объектива и более медленно — с увеличением спектрального интервала ($\lambda - \lambda_0$). Угловой вторичный спектр, наоборот, быстро растет с увеличением спектрального интервала и более медленно — с увеличением относительного отверстия объектива.

Поэтому в объективах с малым относительным отверстием сферохроматическая aberrация может оказаться значительно меньше вторичного спектра, являющегося в таком случае ограничителем качества изображения в пределах заданного спектрального интервала. В объективах с большим относительным отверстием сферохроматическая aberrация, как правило, может значительно превосходить вторичный спектр в заданном спектральном интервале и являться его ограничителем в значительно большей степени, чем вторичный спектр. Вот почему не удается построить сколь угодно светосильные апохроматы, хотя бы казалось, что уменьшение в них вторичного спектра должно благоприятствовать повышению их светосилы. Но все горе в том, что сколько-нибудь благоприятные для апохроматов сорта стекол имеют малое различие в числах Аббе, а потому линзы объектива требуют преувеличенных кривизн, вызывающих катастрофический рост сферохроматической aberrации. К сожалению, экономия места не позволяет подробнее развить сравнение апохроматов с ахроматами и дать более полную критику их, а также изложить пути, намеченные автором много лет назад, к усовершенствованию апохроматов (апохроматы с асферическими поверхностями и исправленной сферохроматической aberrацией).

Те же явления, что и в объективах, наблюдаются и в менисковых системах, но в других масштабах. В них также наблюдается остаточная сферическая aberrация, различная для различных цветов, т. е. и aberrация сферохроматическая.

Обе эти aberrации должны наблюдаться на фоне ничтожно малого вторичного спектра. В менисковых системах также имеются возможности освободиться от остаточной сферической aberrации

путем незначительной ретуши основного зеркала, после чего у системы останутся лишь вредная сферохроматическая aberrация и безвредный (ввиду его малости) вторичный спектр. Имеется, наконец, недостаточно еще полно изученная возможность освободиться и от сферохроматической aberrации (ретушь мениска), после чего у системы останется один только вторичный спектр, как мы видели, во многие сотни раз меньший, чем вторичный спектр эквивалентного объектива.

Откладывая вопрос о ретушированных уникальных системах до соответственной главы настоящей книги, мы сейчас имеем в виду только системы, состоящие из элементов со строго сферическими поверхностями, единственно удобными для массового производства. Такие системы будут обладать и сферической и сферохроматической aberrациями, ставящими границы полезному увеличению, диаметра и светосилы системы в зависимости от допусков на качество изображения. Ахроматизацию менисковых систем также выгоднее выполнять не для параксиальной области, а для некоторой достаточно высокой зоны ($y : H \sim 0,85 - 0,90$). При этом остаточный хроматизм окажется минимальным из возможных для данного относительного отверстия системы. Вот почему для хороших менисковых систем непригодны мениски, ахроматичные для параксиальных лучей, и вот почему приходится несколько повышать значение $\Delta R : d$, определяемое выражением (22).

Изучение комы и хроматизма увеличения менисковых систем также выгодно начать со сравнения aberrаций менисковой системы и объектива ахромата.

На рис. 7 схематически изображен объектив A , сферическая aberrация которого исправлена.

Каждой высоте падения y на первой поверхности в случае параллельного падающего пучка соответствует «последний угол» u'_y между сходящимся к фокусу лучом и осью объектива. Для того чтобы найти фокусное расстояние f'_y для каждой зоны y , следует продолжить падающий и выходящий лучи до точки их пересечения и принимать за фокусное расстояние отрезок, заключенный между такой точкой пересечения и фокусом F . Геометрическое место точек пересечения падающих и выходящих лучей представлено пунктирной кривой $M'MM''$. Фокусное расстояние для зоны y в случае, приведенном на рис. 7, соответствует отрезку $M'F$. В общем виде фокусное расстояние для любой зоны y определяется уравнением:

$$f'_y = \frac{y}{\sin u'_y} \quad (45)$$

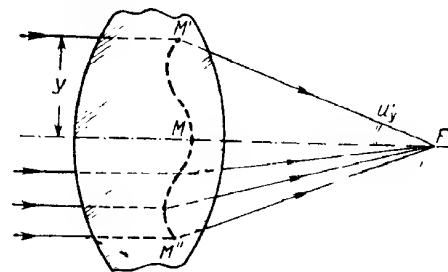


Рис. 7. Фокусные расстояния зон.

Очевидно, что фокусные расстояния для всех зон будут одинаковы ($f_y = \text{const}$), если геометрическое место точек $M'MM''$ обратится в сферическую поверхность с центром кривизны в фокусе F . В этом случае система оказывается свободной от комы (выполнено так называемое условие синусов).

Так как по предварительному условию система свободна от сферической aberrации, то в этом случае она способна изобразить без погрешностей небольшой участок бесконечно удаленного пространства в своей фокальной плоскости. Такая система называется апланатической. Если система неапланатична, возникает разность между фокусными расстояниями отдельных зон. Величина

$$\Delta f'_y = f'_y - f'_0 \quad (46)$$

в известной мере характеризует степень достигнутого в системе апланатизма. Если эта величина положительна, то система обладает положительной, или внешней, комой; в противном случае кома обращается в отрицательную, или внутреннюю.

Если на оси ординат (рис. 8) откладывать зоны y , то кривые $\Delta f'_y$ для большинства оптических систем оказываются близкими к параболам, откуда вытекает общий закон пропорциональности комы квадрату относительного отверстия.

Такому закону удовлетворяют кривые a и c (рис. 8). Кривая a характеризует внутреннюю кому, а кривая c — внешнюю. Однако кривая b того же рисунка, вполне возможная для реальных систем, совершенно далека от параболического закона: она проходит через максимум на некоторой зоне y_0 , для которой кома равна нулю. На внешних зонах кривая отгибается влево, чему соответствует отрицательная кома этих зон; для внутренних зон от 0 до y_0 кривая возрастает, чему соответствует положительная кома внутренних зон. Поэтому закон пропорциональности комы квадрату отверстия является далеко не общим и лишь грубым приближением к истине, справедливым для систем, далеких от случая кривой b (рис. 8). Эта кривая относится к системе, в которой кома исправлена лишь в первом приближении. При этом осталось неисправленным действие комы высших порядков; иначе говоря, система с исправленной комой может обладать остаточной комой, подобно тому как система с исправленной сферической aberrацией может обладать остаточной сферической aberrацией.

Мы всегда будем стремиться к исправлению комы или, по крайней мере, к превращению кривых вида a или c в кривую вида b (рис. 8). Только в этом случае можно говорить о достаточном совершенстве изображения не только точки на оси, но и пространства конечных размеров, прилегающего к оси. Требования к исправлению комы тем строже, чем выше относительное отверстие системы и чем больше угол ее поля зрения.

Существующие оптические системы в редких случаях бывают вполне свободны от остаточной сферической aberrации, но в то же время они могут быть свободны от комы. Такие системы, в которых поле небольших конечных размеров однообразно испорчено одною только сферической aberrацией, называются и з о п л а

н а т и ч н ы м и. Если в такой системе каким-то образом, например, ретушью одного из оптических элементов, исправить сферическую aberrацию на оси, то изображение в пределах ограниченного поля зрения может одновременно и одинаково исправиться; т. е. изопланатическая система превратится в апланатическую. Мы не будем выводить условия изопланатизма, так как в общем виде задача не разрешима, пока не выяснено, какая из поверхностей сложной системы будет подвергнута ретуши, исправляющей остаточную сферическую aberrацию системы. В дальнейшем мы рассмотрим некоторые частные случаи изопланатических систем, превращаемых соответственной ретушью в системы апланатические.

Для определения хроматизма увеличения необходимо знать фокусные расстояния системы для двух или нескольких цветов.

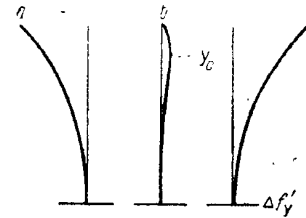


Рис. 8. Кривые $\Delta f'_y$, характеризующие кому.

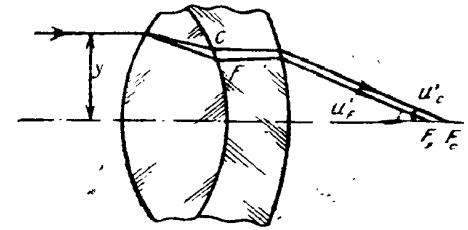


Рис. 9. Хроматизм положения и увеличения.

На рис. 9 схематически изображен двухлинзовый объектив, у которого лучи C и F собираются в фокусах F_C и F_F , в частном случае совмещенных друг с другом. Если идущие к фокусу лучи C и F не параллельны между собой, то последние углы u'_C и u'_F не равны друг другу, а значит

$$\left(f'_C = \frac{y}{\sin u'_C} \right) \neq \left(f'_F = \frac{y}{\sin u'_F} \right). \quad (47)$$

Такой объектив обладает хроматизмом увеличения, хотя он может быть свободен от хроматизма положения. С другой стороны, при равенстве углов u'_C и u'_F объектив свободен от хроматизма увеличения, хотя и обладает хроматизмом положения. В объективе, свободном и от хроматизма положения и от хроматизма увеличения, очевидно, должно иметь место полное совпадение лучей C и F , вышедших из объектива, хотя внутри объектива они могут идти по различным путям. Ввиду конечной толщины линз объектива чрезвычайно трудно одновременно удовлетворить исправлению обоих хроматизмов даже для одной только зоны y , а тем более для совокупности всех зон.

Если объектив в двух различных цветах, например C и F , имеет различные фокусные расстояния f'_C и f'_F , то это значит, что

в фокальной плоскости он строит два цветных изображения предмета в двух различных масштабах, пропорциональных фокусным расстояниям.

Разность цветных масштабов или разность хроматического увеличения можно выразить величиной:

$$\frac{f'_C - f'_F}{f'} \approx \frac{\sin u'_F - \sin u'_C}{\sin u'} \quad (48)$$

Ту же величину удобно выражать в процентах. Так, разности хроматического увеличения $+1\%$ соответствует случай, когда фокусное расстояние объектива для лучей C на 1% больше фокусного расстояния для лучей F . В этом случае красное изображение на 1% крупнее изображения голубого; внеосевые изображения больших точек представляются в виде радиальных спектров, обращенных синей частью к центру поля зрения, а красной — к его периферии; длина угловая или линейная от линии C до линии F равна 1% удаления изображения точки (углового или линейного) от оси объектива.

Хроматизм увеличения тем больше, чем относительно толще мениск, чем больше дисперсия стекла и чем выше относительное отверстие системы, требующее более крутых радиусов кривизны для поверхностей мениска.

Разность хроматического увеличения в менисковых системах достаточно мала и для наиболее светосильных из них не превышает сотых долей процента.

Описательную часть остаточных aberrаций менисковых систем на этом можно закончить, так как дальнейшее нагромождение формул и выводов без изучения конкретных систем бесполезно усложнит вопрос, наглядно и просто разрешаемый тригонометрическими расчетами и эмпирическими формулами, выведенными из этих расчетов. И как бы тяжел и многострадален ни был путь тригонометрических расчетов, но он уже позади, а потому воспользуемся его результатами.

§ 6. Системы „мениск—вогнутое зеркало“ и их тригонометрический расчет

Простейшей и в то же время основной менисковой системой является система «мениск—вогнутое зеркало», изображенная на рис. 10 и состоящая из мениска A и зеркала B со сферическими поверхностями. Поверхности мениска имеют радиусы кривизны R_1 и R_2 (на рисунке оба радиуса отрицательные) и центры кривизны соответственно в точках O_1 и O_2 ; d_1 — толщина мениска; во всех случаях последующих расчетов сорт стекла К-8.

На расстоянии d_2 от второй поверхности мениска расположено вогнутое зеркало B , имеющее радиус кривизны R_3 (отрицательный) и центр кривизны в точке O_3 . Луч, параллельный оси, падает на первую поверхность мениска на высоте u_1 над осью; из второй поверхности мениска луч выходит на высоте u_2 над осью, исходя

как бы из точки L , лежащей далеко влево по оси на расстоянии $-S'_y$ от правой вершины мениска, и образуя с осью весьма малый угол ϵ_y . Далее, на высоте u_3 луч падает на вогнутое зеркало и после отражения пересекает ось в фокусе F_y на расстоянии $+S'_y$ влево от вершины зеркала и под углом u'_y к оси системы.

Тригонометрический расчет имеет конечной целью определение последних отрезков $S'_{y, \lambda}$ и фокусных расстояний $f'_{y, \lambda}$ системы для различных зон y и различных цветов λ . В ходе вычисления определяются некоторые второстепенные величины, например угол ϵ_y и отрезок $-S'_y$, позволяющие вычислителю предсказать характер ахроматизации системы, не доводя вычисления до конца, и своевременно изменить радиусы или толщину мениска так, чтобы ахроматизация всей системы оказалась наилучшей. Вычисление высот падения u_2 и u_3 (по заданным высоте падения u_1 , радиусам кривизны и промежуткам) не всегда является обязательным, так как эти элементы имеют лишь габаритное значение.

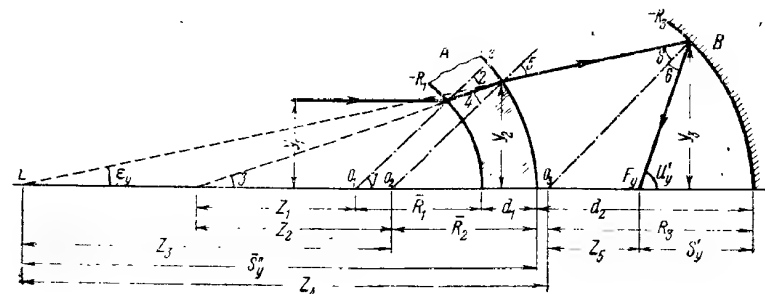


Рис. 10. Ход лучей в системе „мениск—вогнутое зеркало“.

Система задается для тригонометрического расчета следующими элементами: три радиуса кривизны R_1 , R_2 и R_3 , толщина мениска d_1 , воздушный промежуток d_2 , ординаты падения на первую поверхность зоны y , и показатели преломления стекла мениска, обычно для двух цветов.

Все остальные интересующие нас величины определяются однозначно.

Переходя к схеме тригонометрического расчета системы, изображенной на рис. 10, ознакомимся со схемой обозначений. В процессе тригонометрического расчета условимся считать все углы и отрезки положительными, хотя в действительности многие из них могут быть отрицательными (например, все три радиуса). Все вспомогательные углы, не интересные для окончательного результата, будем обозначать порядковыми цифрами; все вспомогательные отрезки, не интересные для окончательного результата, будем обозначать буквой Z с порядковым индексом. Будем также помнить, что кривизны $\rho_i = 1/R_i$ и что n есть показатель преломления стекла мениска для соответствующего цвета. Для визуальных систем достаточно произвести расчеты для лучей C и F .

Пользуясь рис. 10, можно довольно просто составить цепь уравнений, связывающих между собою все отрезки и углы, после чего вести тригонометрический расчет по следующей удобной схеме:

Таблица 4

1	$\lg y_1$	22	$= \lg \sin (5)$	42	$-\lg \sin (6)$	63	$= \Delta S_y''$
2	$-\lg R_1$	23	< 4	43	$+ \begin{cases} < 6 \\ < 6 \end{cases}$	64	$+ \begin{cases} \lg \Delta S_y'' \\ \lg y_1 \\ \lg 206\,265 \end{cases}$
3	$= \lg \sin (1)$	24	$+ < 3$	44	$+ \begin{cases} < 6 \\ < 6 \end{cases}$	65	$+ \begin{cases} \lg \Delta S_y'' \\ \lg y_1 \\ \lg 206\,265 \end{cases}$
4	$-\lg n_\lambda$	25	$= < (4+3)$	45	$+ \begin{cases} < 6 \\ < 6 \end{cases}$	66	$+ \begin{cases} \lg \Delta S_y'' \\ \lg y_1 \\ \lg 206\,265 \end{cases}$
5	$= \lg \sin (2)$	26	$- < 5$	46	$= \begin{bmatrix} u_y \end{bmatrix}$	67	$= \dots$
6	< 1	27	$= \begin{bmatrix} \epsilon_y \end{bmatrix}$	47	$\lg R_3$	68	$- 2 \lg f_0'$
7	$- < 2$	28	$\begin{bmatrix} \Delta \epsilon_{G,F} \end{bmatrix}$	48	$+ \lg \sin (6)$	69	$= \lg \Delta \eta_y$
8	$- < 3$	29	$\lg R_2$	49	$= \dots$	70	$\begin{bmatrix} \Delta \eta_y \end{bmatrix} \text{ (сек. дуги)}$
9	$\lg R_1$	30	$+ \lg \sin (5)$	50	$-\lg \sin u_y'$	71	$\lg R_2$
10	$+ \lg \sin (2)$	31	$=$	51	$= \lg z_5$	72	$+ \lg \sin (4+3)$
11	$=$	32	$-\lg \sin \epsilon_y$	52	R_3	73	$= \lg y_2$
12	$-\lg \sin (3)$	33	$= \lg z_3$	53	$- z_5$	74	$\begin{bmatrix} y_2 \end{bmatrix}$
13	$-\lg z_1$	34	z_3	54	$= \begin{bmatrix} S_y' \end{bmatrix}$	75	$= 6$
14	z_1	35	$+ R_2$	55	$\begin{bmatrix} \Delta S_y' \end{bmatrix}$	76	$+ \epsilon_y$
15	$+ R_1 + d_1 - R_2$	36	$= \begin{bmatrix} -S_y'' \end{bmatrix}$	56	$\lg y_1$	77	$= < 6 + \epsilon_y$
16	$- z_2$	37	$+ d_2 - R_3$	57	$-\lg \sin u_y'$	78	$\lg \sin (6 + \epsilon_y)$
17	$+ \begin{cases} \lg z_2 \\ \lg \sin (3) \end{cases}$	38	$= z_4$	58	$= \lg f_y$	79	$+ \lg R_3$
18	$+ \begin{cases} \lg \sin (3) \\ \lg p_2 \end{cases}$	39	$+ \begin{cases} \lg z_4 \\ \lg \sin \epsilon_y \\ \lg p_3 \end{cases}$	59	$\begin{bmatrix} f_y \end{bmatrix}$	80	$= \lg y_3$
19	$= \lg \sin (4)$	40	$+ \begin{cases} \lg z_4 \\ \lg \sin \epsilon_y \\ \lg p_3 \end{cases}$	60	$\begin{bmatrix} \Delta f_y \end{bmatrix}$	81	$\begin{bmatrix} y_3 \end{bmatrix}$
20	$+ \lg n_\lambda$	41		61	$\Delta S_y'$		
21				62	$-\Delta$		

Как видим, расчет осевых aberrаций, комы и конструктивных элементов для одного луча укладывается на 81 строке, из которых последние 11 строк обязательны не для всех расчетов, так как они определяют значения чисто габаритных элементов y_2 и y_3 . Обычно расчет производится для двух цветов и для пяти значений зоны y (0; 0,35 H ; 0,6 H ; 0,85 H и H). Поэтому полный расчет системы требует 81 строки, умноженной на 10 столбцов, т. е.

810 ячеек, заполненных цифрами расчетов при пользовании, по крайней мере, шестизначными таблицами логарифмов.

В случае семизначных логарифмов и включения третьего значения показателя преломления n_{λ_0} вычисления осложняются еще больше. В случае менее ответственных вычислений для одного только луча λ_0 вычисления значительно упрощаются, но в то же время затрудняется их контроль, а потому, как правило, такие вычисления требуют параллельной работы двух тригонометристов (взаимный контроль), либо солидного опыта вычислителя в отношении знания хода aberrаций и других закономерностей менисковых систем. Во всяком случае вычисление каждого варианта системы (а таких вариантов было рассчитано не менее 200) является работой достаточно трудоемкой. Если к этому прибавить неизбежные алгебраические, арифметические и геометрические вычисления, выполненные, как и все тригонометрические расчеты, автором единолично, то можно будет хотя отчасти извинить недостаточную полноту разработки теории новых катадиоптрических систем и практического материала, излагаемого в настоящей работе.

Первые 27 строк таблицы 4 подводят нас к вычислению углов ϵ_y . Последующие строки до 36-й включительно позволяют определить фокусные отрезки мениска $-S_y''$. В строке 46-й находятся значения последних углов u_y' ; в строках 54 и 55 — последние отрезки S_y' всей системы и продольная сферическая aberrация $\Delta S_y'$. В строках 59 и 60-й даются фокусные расстояния f_y и разность фокусных расстояний $\Delta f_y'$, строка 70-я заканчивает основной расчет вычислением угловых aberrаций $\Delta \eta_y$ для различных зон и различных цветов, и мы получаем достаточно полное представление об aberrационных свойствах системы. Все интересные для вычислителя или конструктора величины в табл. 4 даны в рамках. Первые 36 строк, а также строки 71—74-я дают полный расчет мениска, и их можно использовать при расчетах других систем с другой зеркальной оптикой, сочетаемой с данным мениском. Число 206265 в 66-й строке служит переводным множителем для преобразования радианов в секунды дуги. Величина Δ в 62-й строке есть смещение плоскости фокусировки с гауссовой плоскости, ставящее систему в условия минимума остаточных угловых aberrаций. Об этой величине и методе ее определения следует сказать несколько слов.

На рис. 11,а изображена кривая продольной сферической aberrации $\Delta S_y'$; начало координат совмещено с гауссовой плоскостью.

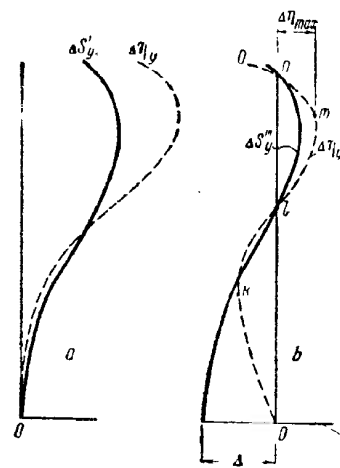


Рис. 11. Выбор плоскости наилучшей фокусировки.

Пунктирная кривая изображает угловую сферическую aberrацию $\Delta\eta_y$ также для гауссовой плоскости. Угловая aberrация очень велика для внешних зон и сравнительно мала для зон, близких к оси. Поэтому, если произвести дефокусировку на величину Δ (рис. 11, б), т. е. уменьшить продольные aberrации каждой зоны на величину Δ , то кривая $\Delta S_y'$ обратится в параллельно ей смещенную кривую $\Delta S_y''$, тогда как угловая сферическая aberrация $\Delta\eta_y$ уложится в значительно меньшем интервале, чем кривая $\Delta\eta_y'$, что уменьшит величину кружка наименьшего рассеяния. В частном случае удастся добиться такого расчета системы, при котором кривая $\Delta\eta_y$ проходит через максимум в точке k , затем через нуль в точке l , затем через максимум в точке m , равный первому минимуму, и, проходя через нулевое значение в точке n , достигает на внешней зоне в точке o значения, равного первому минимуму. В этом случае кривая $\Delta\eta_y$ уложится в интервале $2\Delta\eta_{\max}$, а кружок рассеяния окажется наименьшим из возможных. Ординаты, соответствующие точкам k, l, m, o , приблизительно соответствуют зонам $0,35 H; 0,6 H; 0,85 H$ и H , где H — полудиаметр отверстия системы. Если к этим четырём зонам прибавить параксиальную область ($y=0$), то кривую $\Delta\eta_y$ можно построить по

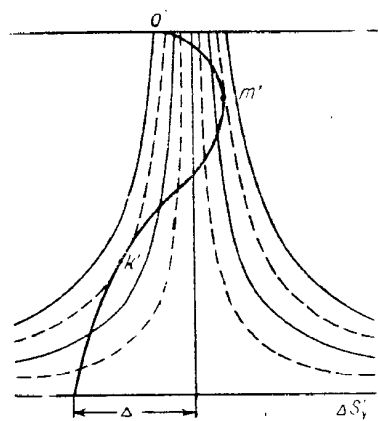


Рис. 12. Сетка для графического определения плоскости фокусировки.

пяи точкам очень точно и без существенного произвола, часто имеющего место, когда систему вычисляют только для трех зон ($y = 0; y = \frac{\sqrt{2}}{2} H; y = H$).

Величину Δ определяем следующим графическим приемом. На прозрачной пленке или стекле чертим семейство кривых, удовлетворяющих уравнению $xu = nA$, где n — порядковые целые числа, A — произвольная величина. Внешний вид такой вспомогательной сетки представлен на рис. 12. При этом для удобства отсчета и распознавания одноименных ветвей кривых четные ветви нанесены сплошными линиями, а нечетные — пунктирными.

Вспомогательная сетка передвигается параллельно оси абсцисс кривой $\Delta S_y'$, вычерченной на миллиметровой бумаге в том же вертикальном масштабе, что и вспомогательная сетка.

Если кривая $k'm'o'$ есть кривая продольной aberrации $\Delta S_y'$, то удастся найти такое положение сетки, при котором точки k', m' и o' лежат на одноименных ветках (в нашем случае на второй

пунктирной). При этом величина Δ просто отсчитывается на миллиметровой бумаге в масштабе, принятом при построении кривой $\Delta S_y'$. Если же ни при каком положении сетки не удастся наблюдать одновременное расположение точек k', m' и o' на одноименных ветках, то это значит, что расчеты по улучшению формы кривой остаточной aberrации еще не закончены и что система еще не приведена в состояние, при котором она способна дать минимальный из возможных для нее кружков наименьшего рассеяния.

Автор предлагает этот метод потому, что он очень полезен при вычислениях и в то же время неизвестен пока вычислителям.

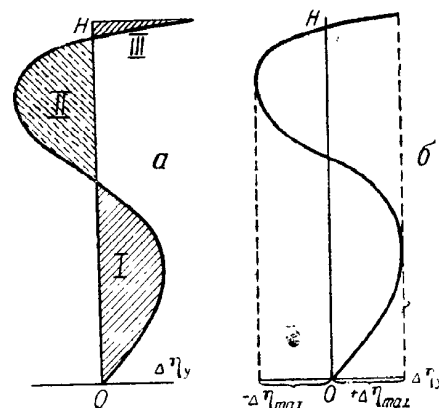


Рис. 13. Условие минимального кружка рассеяния.

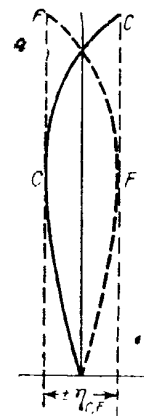


Рис. 14. Сферохроматическая aberrация.

Итак, в некоторых случаях мы будем стремиться рассчитать систему так, чтобы продольные aberrации соответствовали форме кривой $k'm'o'$ рис. 12; при этом кривые угловой aberrации будут соответствовать форме пунктирной кривой рис. 11, б. Иными словами, мы предъявляем к системе условие минимального из возможных кружков наименьшего рассеяния.

Здесь же следует оговориться, что это не является условием наилучшего исправления aberrаций в визуальных системах, которому соответствует не минимум кружка рассеяния, а минимум волновых aberrаций.

Если $\Delta\eta_y$ — угловые aberrации, то волновые aberrации связаны с ними следующей зависимостью:

$$h_y = - \int_0^y \Delta\eta_y \cdot dy. \quad (49)$$

Поэтому форма кривой $\Delta\eta_y$, удовлетворяющая минимуму волновых aberrаций, может быть представлена кривой рис. 13, а, характерной в том отношении, что сумма площадей I+III равна пло-

щади II. В то же время форма кривой $\Delta\eta_u$, удовлетворяющая минимальному кружку наименьшего расстояний (рис. 13, б), характерна численным равенством минимума и двух максимумов (или максимума и двух минимумов в случае обратного хода аберрации, изображенного на рис. 11 и 12).

Кривые рис. 13 нетождественны, хотя и очень близки одна к другой. Отсюда делаем вывод, что принятый нами характер исправления сферической аберрации (форма кривой остаточной аберрации $\Delta\eta_u$) хотя и не приводит к наилучшему виду исправления, однако достаточно близок к нему.

Хроматизм системы можно исправлять так, чтобы ахроматизация для лучей С и F (или для иной заданной пары лучей) осуществлялась для некоторой высокой зоны (от 0,80 H до 0,90 H). При этом на некоторой умеренной зоне (около 0,4 H) остаточный угловой хроматизм $\Delta\eta_{c,f}$ достигнет такого же абсолютного максимума, что и на внешней зоне, и весь остаточный угловой хроматизм уложится в минимальном интервале $\pm\Delta\eta_{c,f}$, как это изображено на рис. 14. На этом рисунке, во-первых, не учтена остаточная сферическая аберрация, исправляемая наилучшим образом для некоторого среднего луча λ_0 , и, во-вторых, не проведена кривая для среднего луча λ_0 , которая в этом случае должна получиться слегка наклоненной к оси ординат в связи с явлением вторичного спектра, трудно обнаруживаемого при пользовании шестизначными логарифмами.

Приводим три точные формулы, удобные для вычислений и позволяющие определить параксиальные отрезки S''_0 , S'_0 и f'_0 :

$$S''_0 = \frac{R_2 \left[R_1 - d_1 \frac{(n-1)}{n} \right]}{(n-1) \left\{ R_2 - \left[R_1 - d_1 \frac{(n-1)}{n} \right] \right\}} \quad (50)$$

$$S'_0 = - \frac{R_3 (d_2 - S''_0)}{2(d_2 - S''_0) + R_3} \quad (51)$$

$$\bar{f}'_0 = \frac{\bar{R}_1 \bar{R}_3 S''_0}{\left[\bar{R}_1 - d_1 \frac{(n-1)}{n} \right] [2(d_2 - S''_0) + R_3]} \quad (52)$$

Если величинам с чертой сверху придавать общепринятые знаки направления, то величины S''_0 и f'_0 должны получаться положительными, как и во всякой собирательной системе.

§ 7. Эмпирические формулы для системы „мениск—вогнутое зеркало“

Тригонометрические расчеты систем, изображенных на рис. 10, позволили уловить основные закономерности в изменении величины и хода остаточных аберраций при изменении параметров систем

и для случаев различных их относительных отверстий $A=D:f'$. Путем более или менее кропотливого расчета и поправок к нему удается с той или иной степенью приближения уложить кривые остаточных аберраций в рамки принятых в § 6 форм. Изменением промежутка d_2 всегда удается добиться исправления комы по крайней мере для некоторой наиболее эффективной зоны.

Если мениск выполнять из стекла К-8 и удерживать во всех случаях постоянной его относительную толщину $d_1:D$, то каждому значению относительного отверстия системы A будут соответствовать строго определенные относительные значения трех радиусов: $R_1:D$; $R_2:D$ и $R_3:D$ и воздушного промежутка $d_2:D$. При этих условиях наилучшим образом достигаются стигматизм для лучей λ_0 , ахроматизация для лучей С и F и исправление комы. При этом каждому относительному отверстию $A=D:f'$ или относительному фокусному расстоянию $V=f':D$ (запомним это обозначение) будут соответствовать строго определенные значения максимальной остаточной сферической аберрации $\Delta\eta_{max}$, максимального остаточного хроматизма $\pm\Delta\eta_{c,f}$, остаточной комы, соответствующей величине $\Delta f'_v$ и разности хроматического увеличения

$$\frac{I'_C - I'_F}{f'} \cdot 100\%.$$

Если это так, то, затратив хотя бы и значительное количество труда и времени, всегда можно выразить такие закономерности эмпирическими формулами, тем более точными, чем большим тригонометрическим материалом мы будем располагать. Но повышение точности эмпирических формул часто требует не только уточнения коэффициентов, но и значительного усложнения вида самих формул. Так как эмпирические формулы в нашем случае будут служить лишь для первоначальных поисков областей решения, для предварительных габаритных и конструктивных прикидок и для неточных расчетов наименее ответственных систем, то усложнять эмпирические формулы ради повышения их точности нерационально, тем более, что достигаемая при их применении точность оказывается достаточно высокой, как это будет видно ниже.

Путь составления этих формул можно иллюстрировать на следующем примере.

Были точно рассчитаны три системы различных относительных отверстий в практически интересном интервале. Путем изменения конструктивных элементов и последующих перерасчетов остаточные аберрации были удовлетворительно уложены в установленные рамки.

В табл. 5 приведены конструктивные элементы этих трех систем, на рис. 15 — соответствующие им кривые $\Delta\eta_u$ в различных масштабах, а на рис. 16 — кривые $\Delta f'_v$ в одинаковом масштабе.

Кривые рис. 15 для монохроматического излучения почти в точности повторяют друг друга по форме, но значительно различаются по горизонтальному масштабу; более детальное исследование позволяет установить первую закономерность:

Остаточная угловая сферическая aberrация $\Delta\eta$ менисковых систем пропорциональна приблизительно 4,5 степени относительного отверстия системы.

Таблица '5

Система ¹	I	II	III
A	1 : 1,53	1 : 2,04	1 : 4,00
D	100	100	100
d_1	10	10	10
$\Delta R = R_1 - R_2$	6,1	6,0	5,8
R_1	-81,0	-97,0	-153,0
R_2	-87,1	-103,0	-158,8
d_2	180	250	540
R_3	-320	-424	-824

Тот же рис. 15 позволяет заключить, что с увеличением относительного отверстия системы остаточный хроматизм растет медленнее остаточной сферической aberrации, а более детальное исследование приводит ко второй закономерности:

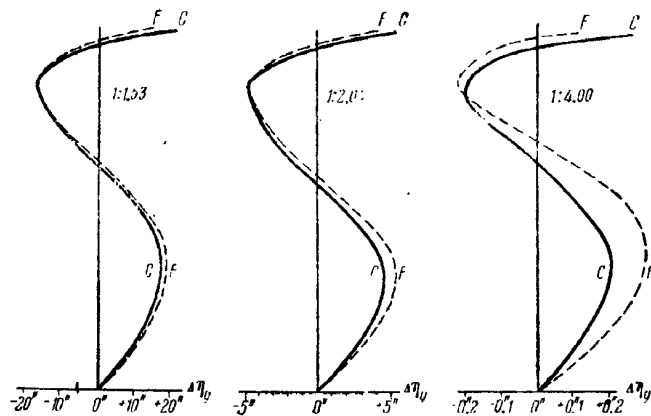


Рис. 15. Остаточные aberrации при различных относительных отверстиях системы.

Остаточный хроматизм $\pm\Delta\eta_{C,F}$ менисковых систем растет пропорционально 3-й степени их относительного отверстия.

¹ Стекло К-8.

Рис. 16 свидетельствует о достаточно хорошо достигнутом в системах исправлении комы и позволяет установить третью закономерность:

Разность хроматического увеличения $\frac{f'_C - f'_F}{f'}$ менисковых систем положительна и растет пропорционально $2/3$ степени их относительного отверстия.

Если предположить, что мениск, во-первых, изготовлен из стекла К-8 и что, во-вторых, его относительная толщина $d_1 : D = 0,1$, то три вышеуказанные закономерности можно выразить следующими эмпирическими формулами:

$$\Delta\eta_{\max} = 123A^{4.5} \text{ (сек. дуги)}, \quad (53)$$

$$\pm\Delta\eta_{C,F} = 7,6A^3 \text{ (сек. дуги)}, \quad (54)$$

$$\frac{f'_C - f'_F}{f'} = 0,057A^{2/3} \text{ (процента)}. \quad (55)$$

Кривые рис. 17 позволяют определять те же величины графически. Здесь интересен ход кривых $\lg \Delta\eta_{\max}$ и $\lg \Delta\eta_{C,F}$. В то время как при высоких светосилах остаточная сферическая aberrация $\Delta\eta_{\max}$ во много раз превышает остаточный хроматизм $\Delta\eta_{C,F}$, при более умеренных светосилах эта разница постепенно сглаживается, а при относительном отверстии $A \approx 1 : 6,4$ остаточная сферическая aberrация уравнивается с остаточным хроматизмом и далее уступает ему первенствующую роль.

Относительная толщина мениска $d_1 : D$

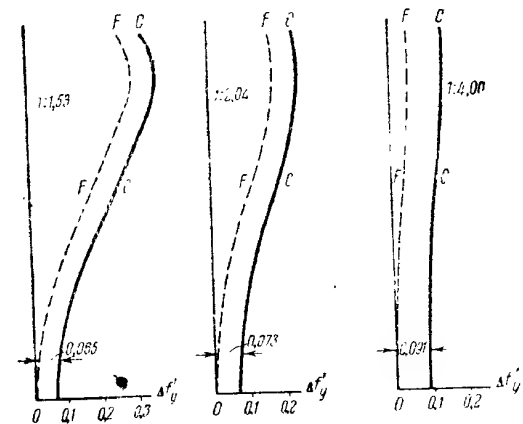


Рис. 16. Остаточная кома при различных относительных отверстиях системы.

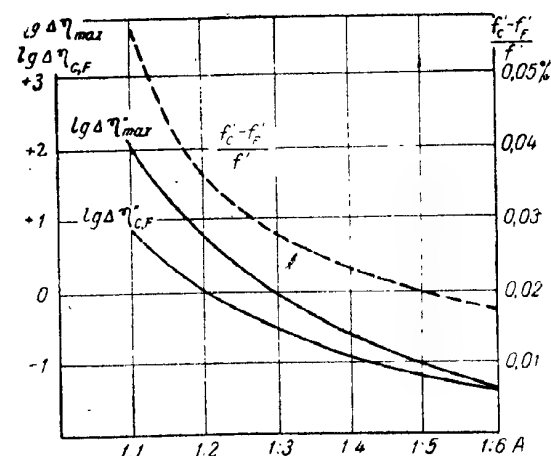


Рис. 17. Кривые остаточных aberrаций при различных относительных отверстиях системы.

взята равной 0,1 по многим соображениям. Прежде всего мениски, относительно более тонкие, трудны в обработке (наклейка и полировка) и несколько осложняют технологический процесс производства.

Кроме того, при малой толщине появляется и малая компенсирующая сила мениска (см. формулу 29). Поэтому для восстановления компенсирующей силы приходится увеличивать кривизну мениска, что вызывает повышение остаточной сферической aberrации $\Delta\eta_{\max}$. С другой стороны, мениски, относительно более толстые, хотя и выгодны для уменьшения остаточной сферической aberrации, но, во-первых, требуют большего расхода дорогого оптически однородного стекла, во-вторых, утяжеляют прибор, в-третьих, приводят к большим потерям света в толще стекла, особенно для коротковолновой радиации, и, в-четвертых, вызывают большую разность хроматического увеличения.

Устанавливая для эмпирических формул $d_1 : D = 0,1$, мы должны смотреть на это отношение, как на достаточно рациональную и обоснованную практикой величину, хотя ничто не мешает нам в отдельных конкретных случаях значительно от нее отклоняться (в случае уникальных крупных инструментов — в сторону ее уменьшения ради экономии оптического стекла, а в случае миниатюрных приборов — в сторону ее увеличения ради достижения заданного эффекта при меньшем габарите прибора).

При таких ограничениях сорта стекла и относительной толщины мениска можно, пользуясь табл. 5, составить четыре эмпирические формулы, связывающие радиусы кривизны и воздушный промежуток системы с ее диаметром и относительным отверстием.

Первый радиус мениска определяется уравнением:

$$R_1 : D = -0,612 \sqrt{0,66}. \quad (56)$$

Второй радиус мениска определяется как $R_2 = R_1 - \Delta R$; для нахождения величины ΔR пользуемся формулой:

$$\left. \begin{aligned} \Delta R : d_1 &= 0,565 \pm 0,07A \\ \text{или} \\ \Delta R : D &= 0,0565 + 0,007A. \end{aligned} \right\} \quad (57)$$

Для вычисления радиуса кривизны зеркала служит формула:

$$R_3 : D = -2,107 \sqrt{0,983}. \quad (58)$$

Наконец, воздушный промежуток вычисляют по формуле:

$$d_2 : D = 1,11 \sqrt{1,14}. \quad (59)$$

Во всех случаях D — действующее отверстие системы;

$V = \frac{1}{A} = f' : D$ — величина, обратная относительному отверстию системы.

Последующие тригонометрические расчеты могут помочь уточнить численные коэффициенты эмпирических формул, впрочем, лишь в очень незначительной мере.

Кривые рис. 18 позволяют определять приведенные выше величины графическим способом.

В заключение приводим сводную табл. 6 конструктивных элементов и остаточных aberrаций системы «мениск — вогнутое зеркало» (с ограничениями сорта стекла, относительной толщины мениска и визуальной коррекции системы).

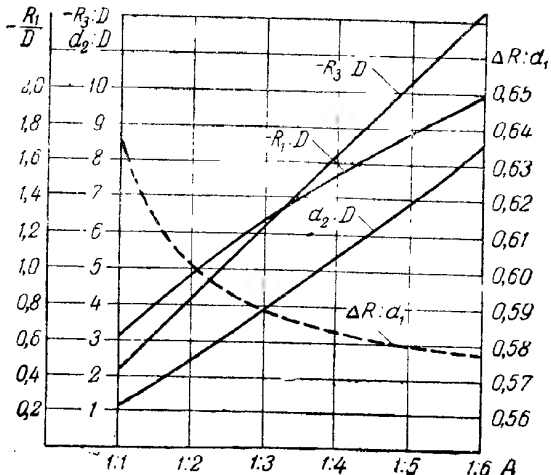


Рис. 18. Кривые конструктивных элементов.

(Стекло К-8; $d_1 : D = 0,1$)

Таблица 6

A	1:1	1:1,5	1:2	1:2,5	1:3	1:3,5	1:4	1:4,5	1:5	1:6
$\frac{\Delta R}{d_1}$	0,635	0,612	0,600	0,593	0,588	0,585	0,583	0,581	0,579	0,577
$-\frac{R_1}{D}$	0,612	0,800	0,967	1,120	1,264	1,399	1,528	1,651	1,770	1,997
$-\frac{R_2}{D}$	0,676	0,861	1,027	1,179	1,323	1,458	1,586	1,709	1,828	2,055
$-\frac{R_3}{D}$	2,107	3,139	4,165	5,186	6,204	7,219	8,232	9,242	10,25	12,26
$\frac{d_2}{D}$	1,110	1,762	2,446	3,155	3,884	4,630	5,391	6,166	6,953	8,559
$\Delta\eta_{\max}$	123"	19",8	5",44	1",99	0",88	0",44	0",24	0",14	0",088	0",039
$\pm \Delta\eta_{C, F}$	7,6"	2",25	0",95	0",49	0",28	0",18	0",12	0",083	0",061	0",035
$\frac{f'_C - f'_F}{f'}$	0,057%	0,044%	0,036%	0,031%	0,027%	0,025%	0,023%	0,021%	0,020%	0,017%

Системы «мениск — вогнутое зеркало» являются основными, но далеко не единственными возможными менисковыми системами.

ми. На их базе можно строить телескопы видоизмененной системы Ньютона, телескопы той же системы с удлиняющими фокус ахроматическими апланатическими менисками, телескопы видоизмененной системы Гершеля, коллиматоры, катадиоптрические отражатели со сферической оптикой и др. Конкретные менисковые системы различных видов и назначений будут подробнее описаны во второй части книги.

Чтобы показать достаточно высокую точность эмпирических формул, сделаем тригонометрический расчет некоторой системы, конструктивные элементы которой вычислены (с излишней точностью) по приближенным эмпирическим формулам. Несоответствие остаточных aberrаций ожидаемым величинам явится в этом случае прямым следствием недостаточной точности формул.

Остановимся, например, на системе с диаметром отверстия $D=200$ мм. Относительное отверстие возьмем такое, которое не фигурировало при выводе эмпирических формул (см. таблицу 5), например $A=1:3$, что соответствует фокусному расстоянию системы $f'=600$ мм.

Используя формулы (56), (57), (58), (59), задаем для расчета систему в следующем виде:

$$\left. \begin{aligned} A &= 1:3, \\ D &= 200, \\ d_1 &= 20 \text{ (стекло К-8)}, \\ \Delta R &= 11,767, \\ R_1 &= -252,744, \\ R_2 &= -264,511, \\ d_2 &= 776,73, \\ R_3 &= -1240,81. \end{aligned} \right\} \quad (50)$$

Результат тригонометрического расчета по схеме табл. 4 приведен в табл. 7 и на рис. 19.

Таблица 7

$$[(S'_0)_D = 634,670; (f'_0)_D = 600,628]$$

З о н а у	35 мм		60 мм		85 мм		100 мм	
Л у ч	C	F	C	F	C	F	C	F
S'_y	634,629	634,643	634,573	634,582	634,533	634,538	634,554	634,551
$\Delta S'_y$	-0,041	-0,027	-0,098	-0,089	-0,137	-0,133	-0,117	-0,120
f'_y	600,722	600,559	600,800	600,637	600,879	600,717	600,899	600,740
$\Delta f'_y$	+0,094	-0,069	+0,172	+0,009	+0,251	+0,089	+0,271	+0,112
$\Delta \eta_y$	+1",31	+1",58	+0",29	+0",60	-1",50	-1",29	-0",61	-0",77
$\Delta \eta_{C, F}$	-0",27		-0",31		-0",21		+0",16	
$f'_C - f'_F$	0,0271%		0,0271%		0,0270%		0,0265%	
f'								

Сравним полученные результаты с тем, что дает табл. 6 для относительного отверстия 1:3.

Фокусное расстояние для луча D оказалось на 0,6 0,7 мм больше ожидаемой величины $f_D=600$. Угловая сферическая aberrация $\Delta \eta_y$ не удовлетворяет условию минимального кружка наименьшего рассеяния, а потому она укладывается в интервале $2 \times 1",4 = 2",8$ вместо интервала $2 \times 0",88 = 1",76$; небольшое увеличение абсолютного значения радиуса зеркала R , позволит придать кривой $\Delta \eta_y$ желательную форму и уложиться в интервале $1",76$. Сферохроматическая aberrация $\Delta \eta_{C,F}$ укладывается в интервале от $+0",16$ до $-0",31$ вместо $\pm 0",28$; небольшое уменьшение величины $\Delta R:d$, позволит несколько снизить точку пересечения кривых $\Delta \eta_y$ для лучей C и F и осуществить наивыгоднейшую ахроматизацию системы.

Кома в системе исправлена достаточно хорошо; может быть следовало бы несколько уменьшить общий наклон кривых $\Delta f'_y$ за счет появления небольшой внутренней комы на внешней зоне, что достигается путем незначительного увеличения промежутка d_2 . Разность хроматического увеличения (от 0,0271 до 0,0265%), во-первых, хорошо совпадает с ожидаемой (0,027%) и, во-вторых, достаточно постоянна для различных зон системы.

Система, вычисленная по эмпирическим формулам, оказалась в некоторых отношениях (главным образом в отношении остаточной сферической aberrации) несколько ниже возможного оптимума. Однако она все же столь близка к этому оптимуму, что эмпирическими формулами можно пользоваться не только для предварительных поисков конструктивных элементов и габаритных прикидок, но и для окончательных расчетов систем малой и средней точности. Точность эмпирических формул оказалась достаточно высокой.

§ 8. Последствия изменения параметров в системе „мениск — вогнутое зеркало“

Изменяя конструктивные элементы, будем наблюдать изменение aberrационных свойств системы. При этом диаметр отверстия и светосила системы постараемся удерживать неизменными.

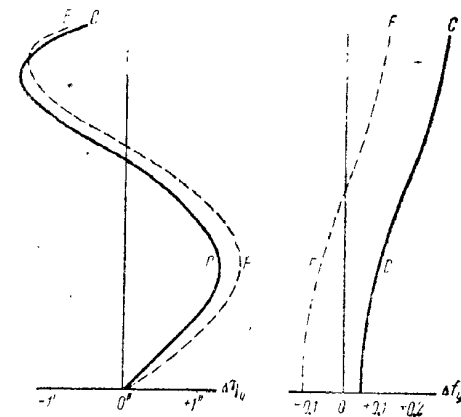


Рис. 19. Остаточные aberrации системы, рассчитанной по эмпирическим формулам.

Прежде всего рассмотрим изменения параметра d_2 и происходящие при этом изменения остаточных aberrаций. Так как ахроматический мениск подобен весьма длиннофокусной отрицательной линзе, то изменения промежутка d_2 могут вызвать лишь незначительные изменения фокусного расстояния системы, остаточной сферической aberrации и остаточного хроматизма. Но так как ахроматический мениск в то же время обладает значительной сферической aberrацией, то изменение промежутка d_2 должно в сильнейшей степени влиять на величину комы. Это утверждение можно было бы подкрепить простой и наглядной геометрической интерпретацией. Здесь же мы используем путь тригонометрического расчета нескольких систем, различающихся в значительной степени по параметру d_2 , и проследим изменение остаточных aberrаций и, в частности, комы.

Расчет делаем для одного только луча, например для луча C.

Систему зададим величинами: A , D , d_1 , R_1 и R_2 ; промежуток d_2 будем изменять, а изменяющуюся при этом сферическую aberrацию компенсировать незначительным изменением радиуса R_2 . Для сравнения комы систем с комой эквивалентного параболического зеркала приведем в табл. 8 не только элементы систем I, II, III, но и элементы эквивалентного им по светосиле параболического зеркала IV.

Таблица 8

		I	II	III	IV
D		100	100	100	100
d_1		10	10	10	—
R_1		-153	-153	-153	—
R_2		-158,8	-158,8	-158,8	—
d_2		350	540	635	—
R_3		-816	-824	-828	-800
S_0		416,310	420,395	422,438	400,000
f_0		400,299	400,505	400,605	400,000
Δf_y	y				
	20	+0,08	+0,03	+0,01	+0,25
	33	+0,20	+0,05	-0,02	+0,68
	43	+0,31	+0,07	-0,05	+1,16
	50	+0,41	+0,07	-0,11	+1,56

Величина Δf_y достаточно хорошо, хотя и не строго точно, характеризует степень выполнения апланатизма систем. На рис. 20 та же величина изображена графически.

Так как все четыре системы имеют почти в точности одинаковое фокусное расстояние $f_0 \approx 400$ мм и относительное отверстие $A \approx 1:4$ и так как в первых трех системах сферическая aberrация наилучшим образом исправлена, а в четвертой системе — параболическом зеркале — она равна нулю, то можно сравнить комы этих систем, равноценных одна другой во всех отношениях за исключением комы. По мере роста промежутка d_2 кома системы уменьшается, достигает наименьшего значения и, наконец, меняет знак на обратный, превращаясь из внешней комы в кому внутреннюю.

Система I интересна в конструктивном отношении: в ней промежуток d_2 выбран так, что диагональное зеркало телескопа можно укрепить на самом мениске. При этом длина телескопа окажется наименьшей из возможных при данной системе и относительном отверстии. Кома такой системы все же почти в 4 раза меньше

комы эквивалентного параболюида, а это уже говорит в пользу менисковых систем. Если не бояться несколько преувеличенной длины трубы, то следует остановить свой выбор на системе II, у которой кома на зоне $\sim 0,9H$ вполне исправлена; остаточная же кома (характеризуемая первыми производными кривых рис. 20) ничтожно мала по сравнению с комой эквивалентного параболюида. Переход от системы II к системе III решительно ничем не оправдывается, так как при этом увеличивается длина трубы, а кома, ставшая теперь отрицательной или внутренней, растет, снижая размеры полезного поля или ограничивая полезную светосилу при заданном поле.

Система II является, таким образом, наилучшей. В ней в лучшей степени удовлетворено условие изопланатизма, а незначительная ретушь сферического зеркала превращает ее в апланатическую систему с минимальными остаточными aberrациями, соответствующими относительному отверстию 1:4. Заметим, что эмпирические формулы (58) и (59) приводят к конструктивным элементам системы II.

Следующую интересную закономерность можно наблюдать при изменениях отношения $\Delta R:d_1$, иначе говоря, при отклонениях мениска от ахроматического, вычисленного по формуле (57), в сторону либо концентрического, либо безабберационного менисков.

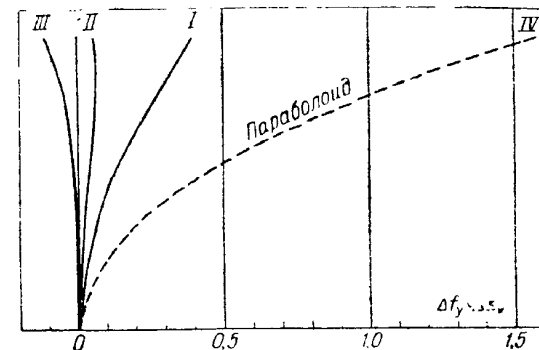


Рис. 20. Кома недоисправленная, исправленная и переисправленная.

Не приводя подробностей расчета, сравним на рис. 21 две эквивалентные системы одинакового диаметра $D=100$ и относительного отверстия $A \approx 1:1,5$. Первая система вычислена по эмпирическим формулам, т. е. снабжена ахроматическим мениском, а вторая получена путем замены ахроматического мениска концентрическим ($\Delta R:d_1=1$) и соответственного пересчета остальных параметров с целью достижения заданного относительного отверстия и наиболее совершенного апланатизма.

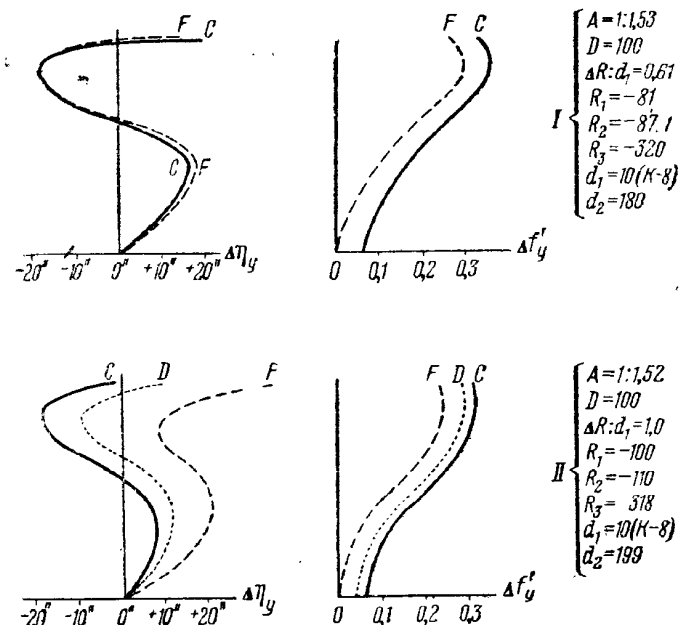


Рис. 21. Остаточные aberrации двух менисковых систем.

Изучение кривых рисунка позволяет установить, что остаточная сферическая aberrация для монохроматического излучения во втором случае получилась в $\sim 1,8$ раза меньше, чем в первом. Получилось это потому, что концентрическому мениску можно придать меньшие кривизны, чем мениску ахроматическому, при одинаковой aberrационной силе. Кривые $\Delta f_y'$, характеризующие остаточную кому, во втором случае также выгоднее, чем в первом.

При переходе к концентрическому мениску сильно ухудшилась сферохроматическая aberrация; однако если говорить о совокупном действии двух aberrаций — сферической и сферохроматической, то кружок рассеяния во втором случае всего лишь в 1,4 раза больше, чем в первом. Если же учесть малую видность лучей C и F по сравнению с видностью лучей вблизи средней длины волны λ_0 , то может оказаться, что на практике вторая система даст более совершенные изображения, чем первая.

При сравнении системы II (рис. 21) с эквивалентным объективом-ахроматом видим, что у последнего только один вторичный спектр, без учета значительно превосходящей его сферохроматической aberrации, почти в два раза превосходит всю совокупность остаточных aberrаций системы II (в интервале лучей от C до F). При меньших относительных отверстиях системы с концентрическими менисками оказываются еще более выгодными по сравнению с эквивалентными ахроматами. Мы рискуем испортить ахроматизацию системы применением концентрического мениска, потому что остаточный хроматизм менисковых систем вообще очень мал.

Применение концентрических менисков вместо ахроматических по многим соображениям может оказаться выгодным. При меньших кривизнах их легче и проще изготовить в массовом производстве. Их центровка обеспечена более простым контрольным методом. В некоторых системах они позволяют осуществить идеальное исправление астигматизма в дополнение к достигаемому совершенному апланатизму. Но нужно помнить и о двух основных недостатках систем с концентрическими менисками: 1) ограничение спектрального интервала из-за значительного остаточного хроматизма; 2) несколько большая длина трубы при апланатизме системы (сравнить промежутки d_2 систем I и II).

Следующим возможным изменением параметров будет изменение показателей преломления n_1 и n_2 , для которых производится ахроматизация системы. При заданном сорте стекла мениска такое изменение показателей преломления равносильно переходу из одной спектральной области наблюдений в другую.

Возьмем систему, заданную следующими параметрами: $D=100$; $d_1=10$ (K-8); $R_1=-97,0$; $R_2=-103,0$; $d_2=250$; $R_3=-420$, и выполним тригонометрический расчет не для двух, а для четырех лучей, например для лучей C , F , G' , h . Остаточные aberrации изобразим на рис. 22 в виде кривых $\Delta \eta_y$ и $\Delta f_y'$ для четырех цветов C , F , G' , h , охватывающих почти всю область видимого спектра.

Рис. 22 убеждает нас в следующем.

1. Сферохроматическая aberrация для очень широкой спектральной области значительно меньше остаточной сферической aberrации (при $A=1:2,02$), а потому не она, а сферическая aberrация снижает в системе качество изображения.

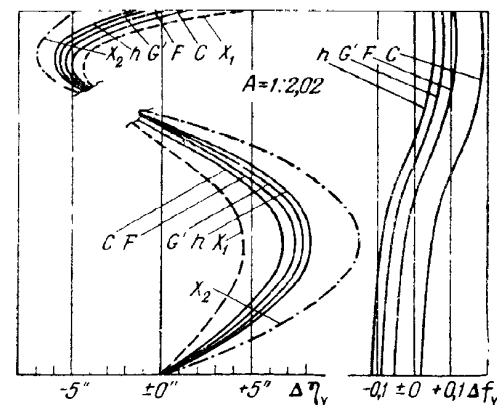


Рис. 22. Остаточные aberrации в широком спектральном интервале.

2. Сферохроматическая aberrация изменяется пропорционально первой степени изменения показателя преломления (приблизительно).

3. Исправление комы, выполненное для одного цвета, тем самым распространяется на широкую область спектра.

4. Разность хроматического увеличения пропорциональна первой степени разности показателей преломления (приблизительно) и почти не зависит от величины зоны y .

5. Если система сферически исправлена для лучей некоторой длины волны λ_0 , то для лучей более длинных волн система оказывается сферически переисправленной, и наоборот. Так, для всей видимой области система рис. 22 оказалась сферически недоисправленной; однако для некоторого инфракрасного луча λ_1 система должна оказаться сферически исправленной. Для любого ультрафиолетового луча λ_2 недоисправление системы будет еще большим, чем недоисправление в видимой области спектра.

6. Кривые рис. 22 не пересекаются в одной точке; этому препятствует вторичный спектр. Но так как при вычислениях мы пользовались шестизначными логарифмами, уточнить геометрическое место точек пересечения каждой пары смежных лучей здесь невозможно.

Попробуем изменить относительную толщину мениска $d_1 : D$, оставляя мениск ахроматическим и наблюдая изменение свойств и остаточных aberrаций системы. Для этого проще всего использовать кривые aberrаций любой из вычисленных ранее систем, в которых $d_1 : D$ всегда принималось равным 0,1, а затем сравнить их с кривыми системы с вдвое большей относительной толщиной мениска ($d_1 : D = 0,2$).

Пусть первая система, знакомая нам по рис. 21, I, задана следующими элементами: $D=100$; $\Delta R : d_1 = 0,61$; $R_1 = -81,0$; $R_2 = -87,1$; $R_3 = -320$; $d_1 = 10$; $d_2 = 180$. При этом относительное отверстие $A = 1,529$.

Вторую систему можно задать пока только следующими элементами: $D=100$; $\Delta R : d = 0,61$; $R_1 = -81,0$; $d_1 = 20$ (откуда $R_2 = -93,2$). Все остальные элементы необходимо вычислить для случая наименьших остаточных aberrаций в интервале лучей от C до F . Результаты такого расчета приведены на рис. 23, II в виде кривых остаточных aberrаций, которые мы сравниваем с кривыми рис. 23, I, соответствующими первой системе с вдвое более тонким мениском.

С удвоением толщины мениска, как видим, система осталась приблизительно столь же хорошо ахроматизованной для лучей C и F . Это и понятно, так как увеличение толщины мениска вдвое при неизменном отношении $\Delta R : d_1 = 0,61$ почти (хотя и не вполне) равноценно применению двух ахроматических менисков, поставленных последовательно один вплотную к другому, вместо одного прежнего. По той же причине почти удвоилась и сферохроматическая aberrация $\Delta \eta_{C,F}$ и разность хроматического увеличения $(f'_C - f'_F) : f'$.

В то же время наблюдаются некоторые несомненные преимущества систем с более толстыми менисками.

Во-первых, относительное отверстие системы повысилось в 1,2 раза. Во-вторых, остаточная сферическая aberrация $\Delta \eta_{\max}$ увеличилась при этом всего лишь в 1,4 раза, вместо того чтобы увеличиться в 2,2 раза при переходе от $A=1:1,529$ к $A=1,287$.

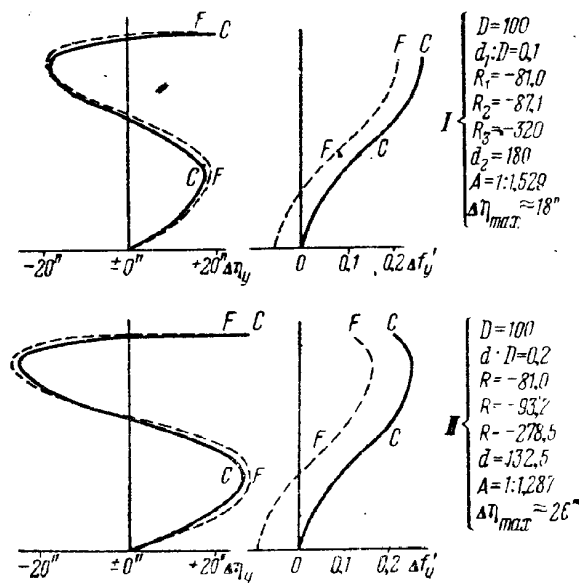


Рис. 23. Влияние толщины мениска на aberrации системы.

в случае нормальной толщины мениска ($d : D = 0,1$) и соответственного увеличения кривизны его поверхностей. В-третьих, кривая $\Delta f'_y$ у второй системы даже несколько лучше, чем у первой.

Говоря иначе, увеличение относительной толщины мениска против принятой ранее нормы 0,1 позволяет выиграть в светосиле, не меняя существенным образом ахроматизации системы, не повышая остаточной комы, незначительно ухудшая кривые остаточной сферической aberrации и значительно (приблизительно пропорционально росту толщины мениска) увеличивая сферохроматическую aberrацию и разность хроматического увеличения. Понятно, что уменьшение относительной толщины мениска влечет за собою обратные последствия. Увеличение относительной толщины мениска выгодно и в конструктивном отношении, так как уменьшает промежуток d_2 при заданном относительном отверстии системы, а это позволяет уменьшить длину трубы апланатической

системы. Но так как расход больших масс оптически однородного стекла, увеличение веса оптики, увеличение потерь на светопоглощение являются факторами отрицательными, то только в мелких приборах преувеличение толщины менисков не вызывает серьезных возражений.

Мотивируем принятую ранее ориентировку мениска в системе «мениск — вогнутое зеркало». Выражение (59), определяющее промежуток d_2 апланатической системы, справедливо лишь для систем, в которых мениск повернут к объекту вогнутой поверхностью. При повороте мениска на 180° промежуток d_2 должен быть значительно увеличен для получения апланатической системы.

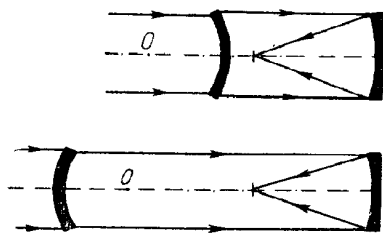


Рис. 24. Два возможных расположения мениска.

На рис. 24 схематически изображены две такие эквивалентные системы с соблюдением относительного масштаба.

Преимущество апланатических систем с принятой нами ориентировкой менисков состоит только в том, что длина трубы в этом случае оказывается короче более чем в 2 раза.

Системы рис. 24 взяты с концентрическими менисками, и в этом случае центры кривизны всех трех оптических поверхностей оказываются достаточно близкими к совмещению в некоторой точке O . Этим свойством мы воспользуемся в дальнейшем при модернизации системы Шмидта.

§ 9. Допустимые aberrации, предельные системы

Выдвинем следующие два положения.

1. Эмпирические формулы (53) и (54) достаточно точно и для достаточно широкого интервала относительных отверстий отражают закон изменения остаточных aberrаций при обусловленных ранее ограничениях.

2. Затрачивая несколько больший труд и время, вычислитель имеет возможность добиваться достаточно точного воспроизведения оптимальной формы кривых остаточных aberrаций, обусловленных в § 6.

Поэтому при относительном отверстии 1:1 и для некоторого монохроматического излучения с длиной волны λ_0 кривую остаточной сферической aberrации $\Delta\eta_y$ можно уложить в границах $2\Delta\eta_{\max} = 2 \times 123'' = 246''$, как изображено на рис. 25.

Пусть истинные кривые остаточной aberrации несколько отличаются от идеализированной кривой рис. 25. Мы уже знаем, что различие в кривых может быть лишь самое незначительное, а потому и ошибка, вытекающая из такой идеализации и обобщения, может быть только незначительной.

Разбив полуциаметр отверстия H на возможно большее число зон, проинтегрируем по формуле (49) для определения волновых aberrаций h_y для частного случая относительного отверстия $A=1:1$ и диаметра системы $2H=D=40$ мм. Волновые aberrации выразим в долях волны $\lambda_0=555$ мμ, наиболее эффективной для глаза. Кривую волновых aberrаций изобразим на рис. 26 сплошной линией. Как видно из рисунка, фокусировка для плоскости кружка наименьшего рассеяния не является наилучшей; при ней наибольшее отклонение фронта волны от сферы сравнения достигает 8,42 λ.

Переместим на весьма небольшую величину плоскость фокусировки так, чтобы волновая aberrация внешней зоны обратилась в нуль; иначе говоря, будем отсчитывать волновые aberrации от новой сферы сравнения, проходящей через вершину и внешнюю зону волновой поверхности и называемой в этом случае ближайшей сферой сравнения.

Такой дефокусировке на рис. 25 соответствует наклон оси y в положение, показанное пунктиром, при котором интеграл кривой обращается в нуль для внешней зоны $y=H$. На рис. 26 такой дефокусировке соответствует преобразование оси X в параболу, изображенную пунктиром, от которой и следует отсчитывать по вертикали новые волновые aberrации h_y .

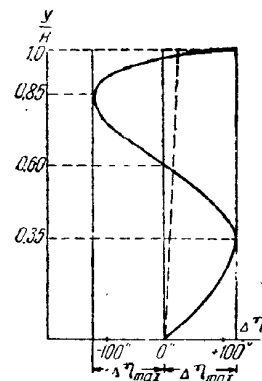


Рис. 25. Ход остаточной сферической aberrации по зонам.

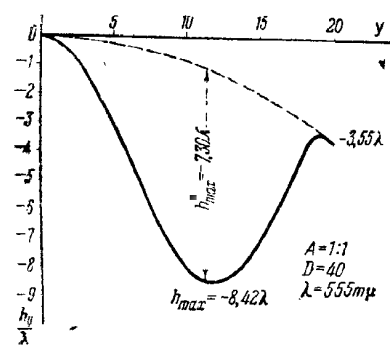


Рис. 26. Волновая остаточная сферическая aberrация.

Теперь наибольшее отклонение фронта волны от ближайшей сферы сравнения достигает 7,30 λ вместо прежних 8,42 λ, а значит качество изображения должно несколько улучшиться. Потребная дефокусировка оказывается весьма незначительной и измеряется всего лишь несколькими микронами.

Итак, менисковая система $D=40$, $A=1:1$ обладает волновой aberrацией $h_{\max}^0=7,30$ λ, т. е. величиной в 29,2 раза большей допуска Релея $1/4$ λ.

Так как при заданном ходе кривой $\Delta\eta_y$ интеграл выражения (49) пропорционален размерам зон, т. е. масштабу менисковой системы заданного относительного отверстия A , то, сохраняя прежние значения $A=1:1$, но уменьшая диаметр системы в 29,2 раза, мы получаем систему, удовлетворяющую требованию Релея, т. е. являющуюся первоклассной визуальной системой, выдерживающей высокие увеличения и рисующей дифракционную картину изображения, мало отличающуюся от идеального дифракционного изображения идеальной оптической системы. Таким образом предельный диаметр $D_{\max}$ первоклассной визуальной системы с относительным отверстием $A=1:1$ и для длины волны $\lambda=555 \text{ м.м.}$ будет:

$$D_{\max} = 40 \text{ мм} : 29,2 = 1,37 \text{ мм.}$$

Но так как угловая сферическая aberrация $\Delta\eta_y$, входящая в интеграл выражения (49), изменяется, как мы знаем, пропорционально 4,5 степени относительного отверстия, то для предельных диаметров менисковых систем, удовлетворяющих условию Релея для монохроматического излучения $\lambda=555 \text{ м.м.}$, можно составить следующую простую эмпирическую формулу:

$$D_{\max} (\text{виз.}) = 1,37 V^{4,5}, \quad (62)$$

справедливую для любых $V = f':D$ и для принятых ранее ограничений сорта стекла, относительной толщины мениска и характера исправления aberrаций.

Системы, удовлетворяющие условию (62), настолько близки к возможному идеалу, что дальнейшее их улучшение не имеет смысла, кроме некоторых особых специальных случаев. В то же время во многих случаях имеется возможность ухудшения aberrационных свойств систем против условия (62) и без снижения качества изображения. Это ухудшение может быть тем большим, чем больше зрачок выхода системы отличается от величины 0,7 мм, при которой глаз впервые различает все детали дифракционного изображения.

Понятно, что при наблюдениях в более коротких волнах условие (62) ужесточается пропорционально уменьшению длины волны против $\lambda=555 \text{ м.м.}$

В табл. 9 и 10 приведены значения предельных диаметров и предельных светосил первоклассных визуальных систем «мениск — вогнутое зеркало» для монохроматического излучения $\lambda=555 \text{ м.м.}$

Таблица 9

A	1:1	1:1,5	1:2	1:2,5	1:3	1:3,5	1:4	1:4,5	1:5	1:6
$D_{\max}$	1,37	8,5	31,0	84,6	192	394	701	1190	1910	4350

Таблица 10

D	5	10	20	30	40	50	50	100	200	300	400	500	700	1000
$V_{\min}$	1,33	1,56	1,81	1,99	2,12	2,21	2,40	2,60	3,03	3,31	3,53	3,71	4,00	4,33

Таким образом 4-дюймовый любительский или школьный телескоп может иметь относительное отверстие 1:2,6, а крупный обсерваторский инструмент диаметром 1 м может иметь относительное отверстие 1:4,33 и т. д., при этом они окажутся первоклассными визуальными системами и будут изготовлены из мениска и зеркала, ограниченных обычными сферическими поверхностями, крайне легкими для изготовления и точного контроля форм.

Аппаратические менисковые системы с успехом можно применять не только для визуальных наблюдений, но и для фотографических целей. И в этом случае можно говорить о предельных диаметрах и предельных светосилах систем; только для первоклассных фотографических систем предельные диаметры и светосилы выводятся из иных соображений, которые сейчас и рассмотрим, ограничив себя некоторыми строгими условиями, без которых нельзя избежать произвола.

Прежде всего условимся фотографировать в монохроматических лучах, устраняя тем самым произвол ширины действующей спектральной области и характера очувствления эмульсии. Во-вторых, предположим, что некоторая условная эмульсия разрешает 30 линий на 1 мм, что достаточно близко к разрешающей силе пластинок высокой чувствительности, особенно интересных астрономов. В-третьих, условимся, что светочувствительная эмульсия установлена в плоскости кружков наименьшего рассеяния и что для хорошего разрешения 30 линий на 1 мм радиусы кружков наименьшего рассеяния не должны превышать разрешаемого расстояния, т. е. 33,3 μ , хотя в действительности требуемое разрешение осуществляется и при несколько больших кружках рассеяния.

Как видим, при расчете фотографических систем необходимо исходить из поперечных aberrаций так же, как при расчете визуальных систем мы исходили из aberrаций волновых. Поперечные aberrации ρ_y связаны с угловыми $\Delta\eta_y$ следующей простой зависимостью:

$$\rho_y = f' \cdot \Delta\eta_y. \quad (63)$$

Связывая последнее выражение с выражением (53) и помня, что $\rho_{\max}$ не должно превышать 33,3 μ , находим следующую простую эмпирическую формулу для предельного диаметра $D_{\max}$ первоклассных фотографических систем в обусловленном выше смысле:

$$D_{\max} (\text{фот.}) = 55,8 V^{8,5}. \quad (64)$$

Таблицы 11 и 12 иллюстрируют предельные диаметры и светосилы фотографических систем для монохроматического излучения:

Таблица 11

A	1:0,7	1:1	1:1,4	1:2	1:2,8	1,4	1:5,6
$D_{\max}$	16	55,8	181	632	2040	7120	23100

Таблица 12

D	50	70	100	140	200	300	400	500	700	1000
$U_{\min}$	0,97	1,07	1,18	1,30	1,44	1,62	1,76	1,87	2,03	2,28

Таким образом можно осуществить фотографическую систему с относительным отверстием 1:1 при диаметре (и фокусе) около 2 дюймов, или, например, систему с отверстием более 2 и при относительном отверстии 1:2,8 и т. д.

Чисто фотографические системы, как и следовало ожидать, допускают значительно большие предельные диаметры (или светосилы) по сравнению с системами визуальными, так как размеры допустимых для фотопластины кружков рассеяния значительно превосходят размеры дифракционных кружков при интересующих нас высоких светосилах.

§ 10. Ретушированные системы

Сравнивая менисковые системы и объективы-ахроматы, работающие в монохроматическом свете, видим, что у последних предельные диаметры и светосилы также ограничены остаточной сферической aberrацией, как и у менисковых систем. Так как в крупносерийном производстве считается нерациональным применять оптику с асферическими поверхностями, то пути к дальнейшему повышению диаметров и светосил объективов массового производства закрыты.

Совершенно иначе обстоит дело с изготовлением крупных, уникальных, астрономических объективов. Так как поверхности линз больших объективов изготавливаются не под контролем пробных стекол и так как для исследования выпуклых поверхностей большого диаметра вообще не найдено удобного и точного метода контроля формы (а таких поверхностей у объектива обычно три), то оптик старается лишь возможно точнее выдержать заданные значения радиусов кривизны четырех поверхностей линз, толщины линз и сферическую форму единственной доступной для контроля вогнутой поверхности флинтовой линзы. Затем приходится собирать объектив для теневого исследования в автоколлимационной установке и путем незначительной, но кропотливой ретуши устранять наблюдаемую сферическую aberrацию, а часто и местные aberrации и астигматизм на оси.

Поэтому неудивительно, что из рук хорошего оптика может выйти объектив лучшего качества, чем это предусмотрено тригонометрическим расчетом, предполагающим строго сферическую форму поверхностей линз объектива. Ретушь объектива позволяет искусному оптику избавиться объектив от остаточной сферической aberrации и выполнить его в виде идеальной стигматической системы для некоторой длины волны λ_0 .

Так как остаточная сферическая aberrация правильно рассчитанного, а затем удачно изготовленного объектива вообще мала, то и необходимая для ее полного устранения ретушь также весьма незначительна. Если вооружить оптику надлежащим контрольным методом, то воспроизведение такой слабо асферической поверхности может оказаться для него не труднее и не легче воспроизведения точной сферической формы.

Практика полировки и ретуши точных оптических поверхностей дает следующие ориентировочные указания.

1. Если асферичность поверхности умеренного диаметра (около 100 мм) не превышает 0,5 кольца (1 кольцо = $\frac{1}{2} \lambda \approx \frac{1}{4} \mu$), то такую поверхность не труднее и не легче выполнить, чем строго сферическую.

2. При асферичности от 0,5 до 2 колец ретушь поверхности не представляет особо серьезных трудностей и ее можно выполнить нормальными полировальниками изменением «длины штриха» и «подрезкой» полировальника, а такую работу можно выполнять и на обычном станке-автомате.

3. При асферичности от 2 до 10 колец ретушь поверхности становится довольно трудной, так как требует зональной полировки полировальниками особой формы и высокого искусства мастера.

4. Наконец, при асферичностях более 20 колец почти безнадежно ретушировать одними только зональными полировальниками. В этом случае приходится начинать ретушь зональной шлифовкой шлифовальниками особой формы, а затем уже переходить на зональную полировку, о которой говорится в п. 3. Оптиков, владеющих таким искусством, можно, как говорится, пересчитать по пальцам.

5. С увеличением диаметра поверхности указанные пределы асферичности расширяются. Однако точных закономерностей в этом отношении пока не установлено, так как этому важному вопросу пока не уделяли должного серьезного внимания и не проводили исследовательских работ.

6. Во всех случаях под словом «асферичность» следует понимать наибольшее отклонение поверхности от «ближайшей» сферы сравнения. Если бы за мерку асферичности принимать отклонение поверхности от сферы, касательной к ней при вершине, то для большинства практически интересных асферических поверхностей пришлось бы приведенные выше числа увеличить в 4 раза.

После этих указаний становятся понятными сравнительная легкость ретуши объективов и сравнительная трудность ретуши параболических зеркал телескопов. Асферичность параболического зеркала (диаметра D и относительного отверстия A) определяется величиной $h_{\max}^0$ — отклонением параболоида от ближайшей сфе-

ры, имеющим место на зоне $y = \frac{\sqrt{2}}{2} H$. Выражаем эту величину в микронах:

$$h_{\max}^0 = 0,244 D A^3 \text{ (микрон)} \quad (65)$$

Затем ту же величину выразим в кольцах (или полосах) при длине волны $\lambda = 555 \text{ мμ}$:

$$h_{\max}^{\circ} = 0,88DA^3 \text{ (колец)}. \quad (66)$$

В обоих случаях диаметр D измерен в миллиметрах.

Если принять диаметр $D = 100 \text{ мм}$, то формула (66) позволит составить следующую таблицу асферичности параболических зеркал различной светосилы:

Таблица 13

($D = 100 \text{ мм}$; $\lambda = 655 \text{ мμ}$)

A	1:1	1:1,5	1:2	1:3	1:4	1:5	1:6	1:7	1:8	1:9	1:10
$h_{\max}^{\circ}$ (Кольца)	88	25	11	3,3	1,4	0,70	0,41	0,256	0,17	0,12	0,09

Как видно из таблицы, зеркала ($D=100$) с относительным отверстием меньше 1:7 можно делать строго сферическими, и они будут удовлетворять условию Релея: $h_{\max}^{\circ} < 1/4$ полосы для поверхности первоклассных зеркал. При относительном отверстии 1:6—1:5 параболическое зеркало ($D=100 \text{ мм}$) изготовить не труднее и не легче, чем зеркало сферическое; необходим только надлежащий метод контроля формы. При относительных отверстиях от 1:5 до 1:3,5 трудность ретуши заметно возрастает, хотя и не требует видоизменения общепринятого технологического процесса обработки. Параболические зеркала с относительным отверстием от 1:3,5 до 1:2 чрезвычайно трудны в изготовлении и требуют особой методики обработки и оптиков высшей квалификации. Наконец, изготовление точных параболоидов диаметром 100 мм с относительным отверстием более 1:2 доступно единичным мастерам и требует оригинальной методики обработки и контроля, разработанной в астрономической лаборатории ГОИ.

Попробуем применить к системам «мениск — вогнутое зеркало» ретушь вогнутого зеркала, освобождающую систему от остаточной сферической aberrации для некоторого луча λ_0 . В системе с ретушированным вогнутым зеркалом кривая $(\Delta\eta_y)_{\lambda_0}$ может быть обращена в вертикальную прямую. При этом кривые $(\Delta\eta_y)_C$ и $(\Delta\eta_y)_F$ примут вид кривых рис. 27 (без учета исчезающе малого вторичного спектра), и система будет обладать лишь неисправленной сферохроматической aberrацией. Остаточный угловой хроматизм для интервала длин волн от C до F уложится в границах $\pm \Delta\eta_{C,F}$, определяемых из выражения (54). Положения точек пересечения трех кривых не прецизируем, так как шестизначные таблицы не позволили уверенно отделить сферохроматическую aberrацию от aberrаций вторичного спектра.

Допуская возможность ретуши зеркала в менисковых системах, мы тем самым беспредельно раздвигаем границы допустимых диаметров и светосил при условии пользования монохроматическими пучками той длины волны λ_0 , для которой выполнена ретушь. Од-

нако по мере расширения спектрального интервала в обе стороны от λ_0 сферохроматическая aberrация начинает все более и более давать себя чувствовать и рано или поздно ставит предел увеличению диаметра или светосилы системы.

При решении задачи о предельно допустимых диаметрах и светосилах мы сразу же сталкиваемся с вопросом, что считать допустимым остаточным хроматизмом и как широка та спектральная область, в которой можно еще опасаться вредных хроматических помех.

Для устранения произвола приходится ввести следующие ограничительные условия, хотя бы и не вполне строго обоснованные.

В визуальных системах ограничим себя только спектральной областью от C до F и в то же время будем считать все излучения в этом спектральном интервале равноправными, хотя в действительности видность лучей C и F значительно меньше видности лучей $\lambda_0 = 555 \text{ мμ}$.

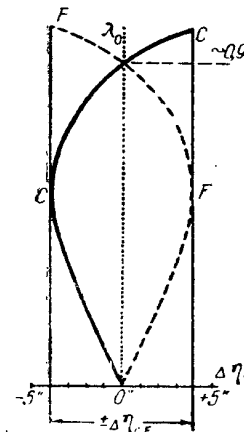


Рис. 27. Ход сферохроматической aberrации по зонам.

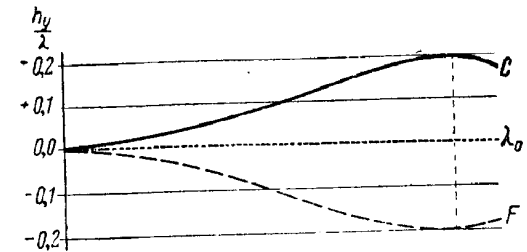


Рис. 28. Волновая сферохроматическая aberrация.

Приняв все излучения от C до F равноправными и пренебрегая всеми остальными излучениями, условимся считать визуальную систему первоклассной, если при фокусировке для лучей λ_0 волновые aberrации в лучах C и F не превышают $h_{\max} = \pm \frac{1}{4} \lambda$, где $\lambda = 555 \text{ мμ}$.

Возьмем, например, систему с относительным отверстием $A = 1:1$ при диаметре $D = 20 \text{ мм}$. Формула (54) для этого случая дает величину углового остаточного хроматизма:

$$\Delta\eta_{C,F} = \pm 7'',6.$$

Тригонометрические расчеты позволяют довольно точно построить кривые $\Delta\eta_C$ и $\Delta\eta_F$, если $\Delta\eta_{\lambda_0}$ превращена в нуль путем ретуши зеркала.

Эти кривые были изображены на рис. 27.

Разбивая радиус отверстия $H = 10 \text{ мм}$ на 10 зон по 1 мм каждая, снимая значения $\Delta\eta_y$ для каждой из зон и для каждого из двух цветов (C и F), а затем производя интегрирование, вычисляем и вычерчиваем на рис. 28 волновые aberrации ретушированной системы

$(h_y)_C$ и $(h_y)_F$ в лучах C и F при фокусировке, выполненной для лучей λ_0 . Волновые aberrации выражаем в долях волны $\lambda = 555 \text{ м}\mu$.

Наибольшие отклонения фронтов двух волн (C и F) от сферы сравнения, являющейся фронтом волны λ_0 , равны $\pm 0,20\lambda$. Таким образом диаметр системы $D = 20 \text{ мм}$ не является предельным и его можно довести до $D_{\max} = 25 \text{ мм}$, при котором $(h_{\max})_C = +0,25\lambda$ и $(h_{\max})_F = -0,25\lambda$.

Зная закон изменения остаточной aberrации $\Delta\eta_{C,F}$ при изменении относительного отверстия системы (формула 54), легко вывести следующую эмпирическую формулу предельного диаметра $D_{\max}$ первоклассной визуальной системы с ретушированным зеркалом для спектрального интервала от C до F (или эквивалентного ему):

$$D_{\max} = 25 \sqrt{V}. \quad (67)$$

Последняя формула позволяет составить таблицы предельных визуальных систем с ретушированными зеркалами (табл. 14 и 15).

Таблица 14

A	1:1	1:1,5	1:2	1:2,5	1:3	1:3,5	1:4	1:4,5	1:5	1:6
$D_{\max}$	25	84	200	390	675	1070	1600	2300	3130	5400

Таблица 15

D	5	10	20	30	40	50	70	100	200	300	400	500
$V_{\min}$	0,585	0,737	0,926	1,095	1,17	1,26	1,41	1,59	2,00	2,29	2,52	2,72

Сравнение двух последних таблиц с таблицами 9 и 10 убеждает в целесообразности ретуши зеркала, позволяющей не только значительно повысить предельный диаметр или светосилу системы, но и обеспечить высокое качество изображения для довольно широкой спектральной области.

Устанавливая допуск $\frac{1}{4}\lambda$ для волновых aberrаций в лучах C и F , мы были слишком строги к менисковым системам, так как обычные визуальные объективы-ахроматы явно не удовлетворяют этому условию. Вспомнив выражение (44) и рис. 6, d', выведем столь же строго и исходя из тех же предпосылок формулу предельного диаметра объектива-ахромата, обладающего одним лишь вторичным спектром, без учета сферохроматической aberrации. Если ахромат исправлен для лучей C и F , а фокусировка выполнена для луча λ_0 , то:

$$D_{\max} = 2,22 \sqrt{V}. \quad (68)$$

Из этой формулы следует, что объектив диаметром, например, 100 мм должен иметь относительное отверстие 1:45, для того чтобы остаточный хроматизм в интервале от C до F не привел к волновым aberrациям, превышающим $\frac{1}{4}\lambda$. Однако таких длиннофокусных объективов не строят, и конструкторы предпочитают мириться с явно вредным для качества изображения хроматизмом, придерживаясь приблизительно зависимости $D_{\max} \approx 10\sqrt{V}$, в 4,5 раза более грубой, чем этого требуют наше условие качества ахроматизации и выражение (68). В качестве иллюстрации сделаем следующее сравнение. Предположим, что решено построить астрономический инструмент с диаметром 1 м в виде безупречного визуального объектива-ахромата, удовлетворяющего условию (68). В этом случае пришлось бы установить для него относительное отверстие $A_{\max} = 1:450$, что привело бы к фокусному расстоянию (длине трубы) в 450 метров. Менисковая система того же диаметра с ретушированным зеркалом, дающая столь же безупречное изображение, качественно не отличаемое от изображения в чисто зеркальном телескопе, потребовала бы относительного отверстия $A_{\max} = 1:3,42$ и фокусного расстояния 3,42 м, т. е. величины в 130 раз меньшей. Если же испортить ахроматизацию объектива в 4,5 раза против формулы (68), как это обычно делается конструкторами в мелких и средних объективах, то относительное отверстие объектива повысилось бы до величины 1:100, а фокусное расстояние укоротилось бы с 450 м до 100 м, т. е. стало бы в 29 раз длиннее фокусного расстояния менисковой системы. При этом в объективе хроматизм уже явно снижал бы качество изображения, тогда как в менисковой системе глаз наблюдателя не смог бы обнаружить следов хроматизма.

Мы знаем, что в крупнейших современных объективах никогда не снижают относительного отверстия до 1:100, но выдерживают его близким к 1:20; такой объектив (типа иеркского объектива) обладает хроматизмом в 22 раза большим, нежели менисковая система с ретушированным зеркалом при относительном отверстии 1:3,42.

Здесь же следует вспомнить, что, сравнивая сферохроматическую aberrацию менисковых систем с вторичным спектром объективов, мы предъявляем более строгие требования к первым, чем ко вторым, так как не учитываем различия в законе роста первой и второй aberrаций с расширением спектральной области. Так, если в менисковой системе и в объективе достигнуты одинаковые волновые aberrации в лучах C и F при фокусировке на лучи λ_0 , сине-фиолетовый ореол у менисковой системы будет значительно меньше, чем у объектива. Иначе говоря, если менисковые системы ахроматичнее объективов в узкой спектральной области, то в широкой спектральной области они окажутся относительно еще более ахроматичными.

Итак, ретушь зеркала позволяет осуществить чрезвычайно крупные и светосильные системы, в высокой степени апланатичные и ахроматичные, практически неотличимые по качеству изображения от апланатических зеркальных телескопов.

Но может быть ретушь зеркала менисковой системы столь же трудна, как и ретушь зеркал отражательных телескопов? Если это так, то, может быть, не стоит добиваться некоторого улучшения менисковой системы за счет ретуши зеркала, а оставаться верным системам со сферической оптикой даже в случае изготовления уникальных инструментов?

Чтобы решить эти вопросы, выясним, как велика требуемая асферичность ретушируемых зеркал.

На рис. 26 изображены волновые aberrации менисковой системы: $D=40$ (1:1). Чтобы деформировать волновой фронт на некотором участке на одну длину волны, необходимо деформировать поверхность зеркала на соответствующем участке на $1/2$ длины волны, т. е. на одну полосу. Поэтому, если кривая рис. 26 отклоняется от сферы сравнения на $h'_{\max}=7,3 \lambda$, то для исправления остаточной сферической aberrации следует деформировать ретушью поверхность зеркала на $h'_{\max}=7,3$ полосы, или в общем виде с учетом формулы (53) и помня, что $D=40$ и $A=1:1$.

$$h'_{\max} = 0,183D \cdot A^{4,5} (\text{полос}) = 0,0517D \cdot A^{4,5} (\rho). \quad (69)$$

Табл. 16 дает представление о необходимой ретуши зеркал, т. е. о величине $h'_{\max}$, выраженной в полосах, для различных диаметров и относительных отверстий менисковых систем.

Таблица 16

$D \backslash A$	1:1	1:1,5	1:2	1:2,5	1:3	1:3,5	1:4	1:4,5	1:5	1:6
30	5,5	0,88	0,24	0,09	0,04	0,02	0,01	<0,01		
100	18,3	2,9	0,81	0,30	0,13	0,07	0,04	0,02	0,01	<0,01
300	55	8,8	2,4	0,89	0,39	0,20	0,11	0,06	0,04	0,02
1000	183	29	8,1	3,0	1,3	0,65	0,36	0,21	0,13	0,06

В табл. 16 вся область вправо — вверх от ограниченной рамками соответствует системам, не требующим ретуши: в ней волновые aberrации меньше $1/4 \lambda$. Область, ограниченная рамками, соответствует системам, требующим ретуши, не превышающей двух полос, а такую ретушь мы сочли легкой при диаметре 100 мм. Не зная закона изменения трудности ретуширования с изменением диаметра поверхности, но предполагая, что с увеличением диаметра можно достичь больших асферичностей при одинаковой трудности ретуширования, для диаметров систем более 100 мм следовало бы сдвинуть ограниченную рамками область

несколько влево. Поэтому в действительности в системах крупного диаметра зеркала ретушируют сравнительно просто при больших светосилах, чем приведенные в области, ограниченной рамками. По мере удаления влево — вниз от отмеченной области трудность ретуширования возрастает все более и более.

Сравним трудность ретуширования зеркала менисковой системы и эквивалентного параболического зеркала. В табл. 17 приведена асферичность $h''_{\max}$ параболического зеркала (по табл. 13) и асферичность $h'_{\max}$ зеркала ретушированной менисковой системы (по табл. 16). Проведем сравнение, например, для $D=100$ мм. Полученный вывод обобщим для систем любых диаметров, так как асферичности параболических зеркал, так же как и зеркал ретушированных менисковых систем, растут пропорционально первой степени D .

В последней строке табл. 17 приведен коэффициент K , являющийся отношением асферичности параболического зеркала к асферичности зеркала эквивалентной ретушированной менисковой системы. Этот коэффициент K есть в то же время отношение выражений (66) и (69), а потому может быть выражен в виде:

$$K = 4,8 \sqrt{1,5}. \quad (70)$$

Таблица 17

($D=100$ мм)

A	1:1	1:1,5	1:2	1:2,5	1:3	1:3,5	1:4	1:4,5	1:5	1:6
Асферичность в кольцах	$h''_{\max}$	88	25	11	5,6	3,3	2,1	1,4	0,97	0,70
	$h'_{\max}$	18,3	2,9	0,81	0,30	0,13	0,065	0,036	0,021	0,013
K		4,8	8,8	14	19	25	31	38	46	54

Так, при относительном отверстии 1:3 асферичность зеркала ретушированной менисковой системы в 25 раз меньше асферичности параболического зеркала того же диаметра и относительного отверстия. Ретушировать это зеркало оказывается не в 25 раз, но в сотни раз легче, чем эквивалентное параболическое зеркало. Коэффициент K выражает отношение асферичностей, но не относительную трудность ретуширования, которая должна быть пропорциональна некоторым высоким степеням коэффициента K , а не первой его степени. Ретуширование зеркал менисковых систем является, таким образом, легко осуществимым и не более трудным, чем ретуширование астрономических объективов.

Возникает весьма интересный вопрос: нельзя ли освободиться и от сферохроматической aberrации, после чего у системы останется единственная неустранимая осевая aberrация — вторичный спектр исчезающе-малой величины. Обращаясь к рис. 27, мы ви-

дим, что от параксиальной области до зоны $y \approx 0,9H$ система ведет себя, как хроматически переисправленная; на зоне $y \approx 0,9H$ система является хроматически исправленной, если только не учитывать вторичного спектра; наконец, на внешних зонах система ведет себя, как хроматически недоисправленная. Поэтому, если только допустить ретушь одной из поверхностей мениска или одновременно ретушь обеих поверхностей, можно уменьшить дисперсию мениска на низких зонах, не меняя ее на зоне $y \approx 0,9H$ и увеличить на внешних зонах. Рис. 29 схематически поясняет, как следовало бы деформировать (показано пунктиром) одну из поверхностей мениска, чтобы избавить систему от сферохроматической aberrации.

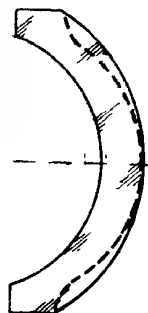


Рис. 29. Ретушь мениска, исправляющая сферо-хроматическую aberrацию.

Ретушь мениска прежде всего должна изменить ход сферической aberrации, а потому все предыдущие эмпирические формулы неприменимы к системам с ретушированными менисками. Кроме того, следует ожидать, что асферичности менисков, компенсирующие сферохроматическую aberrацию, в общем, окажутся больше асферичностей зеркал, компенсирующих остаточную сферическую aberrацию при заданной светосиле системы.

Ретушируя мениск и зеркало, мы получаем стигматическую в высшей степени ахроматичную систему с пренебрежимо малым вторичным спектром. Подбирая воздушный промежуток d_2 и вводя соответственные коррективы в остальные параметры, мы можем рассчитывать на удовлетворительное исправление комы. Предварительные соображения позволяют надеяться, что в таких системах исправление комы будет достигаться при относительно меньших промежутках d_2 , что выгодно в смысле уменьшения габарита системы.

В заключение следует упомянуть о возможности комбинированной ретуши мениска и зеркала, назначение которой — устранение остаточной комы. Ясно, что такая ретушь возможна и что при этом можно вполне выпрямить кривые Δf_y , т. е. осуществить идеально апланатичную систему. Но не ясно, стоит ли добиваться указанной цели, так как остаточная кома менисковых систем не так велика, чтобы опасаться из-за нее существенного ограничения поля. Во всяком случае, не зная астигматизма и кривизны поля менисковых систем, преждевременно задаваться условием исправления остаточной комы, так как осуществленное исправление комы для некоторой эффективной зоны обеспечивает поля умеренного размера. Поля больших размеров по всей вероятности будут ограничены в первую очередь астигматизмом и кривизной поля, для которых пока нельзя указать количественных характеристик*.

В настоящей главе были затронуты вопросы ретуши, преследующей три различные цели: 1) освободить систему от остаточ-

ной сферической aberrации, 2) освободить систему от сферохроматической aberrации и 3) освободить систему от остаточной комы.

Первой цели достигают довольно просто — незначительной ретушью зеркала или мениска менисковой системы. Данный вопрос был исследован с удовлетворительной полнотой.

Для достижения второй цели требуется комбинированная ретушь мениска и зеркала, а также предварительный расчет системы по неисследованной еще методике¹. В этом случае можно ожидать значительных асферичностей мениска и усложнения методики контроля.

Третьей цели достигают комбинированной ретушью мениска и зеркала; при этом требуемые асферичности должны оказаться незначительными и легко достижимыми. Но пока стоит под сомнением самый вопрос о рациональности достижения этой цели.

Автор надеется в ближайшем будущем продолжать исследование вопроса о ретушированных системах, особенно для случая комбинированной ретуши мениска и зеркала, а также разработать наиболее рациональные схемы оптического контроля элементов менисковых систем в процессе их ретуши.

На этом автор заканчивает теоретические исследования I части настоящей работы и во II части переходит к описанию и изучению разнообразных практических схем менисковых систем. До сих пор удалось сравнительно подробно изучить только один частный случай системы «мениск — вогнутое зеркало». Для значительного разнообразия схем II части пока не удалось сделать надлежащих обобщений и вывести эмпирические расчетные формулы. Эти недочеты автор постарается восполнить в ближайшем будущем во втором концентре работы над менисковыми системами.

¹ В последнее время эта методика автором освоена.

* В последнее время этот вопрос разобран; астигматизм менисковых систем оказался очень малым, а в некоторых случаях и вполне устранимым.

ЧАСТЬ II

§ 11. Преобразование общеизвестных систем в менисковые

Общеизвестные классические системы рефлекторов удается легко преобразовать в катадиоптрические менисковые. При этом асферические первичные и вторичные зеркала заменяются зеркалами сферической формы; возникающая сферическая aberrация исправляется ахроматическим мениском, способным, кроме того, благоприятно воздействовать на кому, а во многих случаях и вполне ее исправить.

Сложные системы рефлекторов (Грегори, Кассегрена и др.) состоят из двух асферических зеркал, поэтому и в преобразованных сложных системах будет два зеркала: основное (первичное) — во всех случаях вогнутой формы — и вторичное сравнительно малого размера и в одних случаях вогнутое, а в других выпуклое.

В случае применения систем массового производства поверхности зеркал и мениска задаются сферической формы. В случае уникальных приборов рационально использовать возможность ретуши поверхностей и тем самым либо повысить качество изображения, либо увеличить светосилу или предельный диаметр системы.

Расположение вторичных зеркал в общем случае можно не связывать с положением мениска, но устанавливать их с помощью стоек или растяжек в том месте на оси системы, которое удовлетворяет наилучшему исправлению aberrаций. В частных случаях оказывается возможным связать вторичное зеркало с мениском, что значительно упрощает конструкцию, облегчает производство, гарантирует неизменяемость центрировки и снижает потери света и дифракционные помехи, связанные с экранированием.

На рис. 30 изображены характерные схемы монтировки вторичного зеркала C относительно мениска A . Таких схем можно себе представить шесть (рис. 30).

1. Вторичное зеркало укреплено совершенно независимо от мениска; оно заключено в оправу и удерживается с помощью растяжек или стойки. Конструктивные и оптические недостатки такой схемы не требуют объяснения.

2. Если расстояние между мениском и вторичным зеркалом не слишком велико, то значительно выгоднее укрепить зеркало с его

оправой на ножке, расположенной вдоль оси и не вызывающей дополнительного экранирования и дифракционных помех. Такую ножку можно прикрепить к мениску через просверленную в его центре дыру с тем большим успехом, чем относительно толще мениск, чем относительно легче вторичное зеркало и чем относительно короче плечо получающегося рычага.

3. Если расстояние между мениском и вторичным зеркалом равно толщине зеркала, то длина ножки обращается в нуль и зеркало с оправой прикрепляют болтом к мениску через дыру, имеющуюся в его центре.

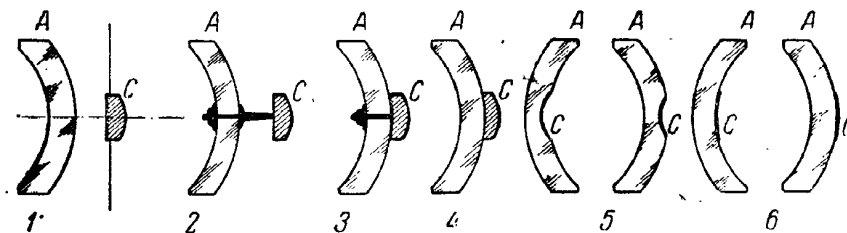


Рис. 30. Вторичные зеркала и их конструкции.

4. В случае телескопов умеренных размеров вторичное зеркало можно приклеить к мениску или посадить на оптический контакт (приклейка предпочтительнее оптического контакта). В этом случае отпадает необходимость в засверловке мениска, упрощается конструкция, повышается неизменяемость центрировки и несколько уменьшается экранирование в связи с отсутствием оправы у зеркала. Но в то же время ограничивается выбор материала для зеркала, так как требуется удовлетворительное совпадение коэффициентов расширения стекла мениска и вещества зеркала.

5. Если кривизна вторичного зеркала больше кривизны внутренней поверхности мениска (в алгебраическом смысле), то поверхность вторичного зеркала можно нашлифовать на внутренней поверхности мениска. Это устраняет необходимость приклейки или посадки на контакт вторичного зеркала, что невозможно в случае изготовления крупных инструментов и не всегда желательно в случае инструментов малых.

6. В наиболее частном случае можно использовать внутреннюю поверхность мениска в качестве вторичного зеркала, заалюминировав на ней центральный участок надлежащего диаметра.

Соблюдая последовательность схем, приведенных на рис. 30, мы переходим от сложных конструкций к конструкциям все более и более простым. У этих конструкций в той же последовательности (до схемы 5) возрастает надежность и неизменяемость во времени центрировки элементов системы. С точки зрения вычислителя, желающего рассчитать наиболее совершенную систему, схема 1 дает наибольшее количество свободных параметров, а схема 6 — наименьшее. С точки зрения оптика-изготовителя наиболее трудной является схема 5, а наиболее легкой — схема 6.

При проектировании менисковых систем приходится учитывать все эти противоречия, соотносясь с размерами, назначением и условиями эксплуатации инструмента.

Переходя далее к обзору менисковых систем, условимся для краткости называть, где это возможно, каждую новую катадиоптрическую систему именем того автора, чья классическая система была использована для преобразования, в результате которого получается, конечно, совершенно новый тип инструмента, обладающий новыми свойствами и качеством.

§ 12. Система Мерсена

В первые годы после появления «голландской» трубы Галилей и его современники уже хорошо представляли себе возможность осуществления зеркальных телескопов, близких по своей схеме к системе Гершеля. Но в то время зеркальных телескопов не делали главным образом потому, что не удавалось сколько-нибудь удовлетворительно и с надлежащей точностью полировать металлические зеркала. Прошло более полувека, когда Ньютон осуществил первую модель зеркального телескопа, удовлетворительного по понятиям того времени. Ньютону пришлось предварительно немало поработать над усовершенствованием сплава для зеркал и методики оптической полировки металлических зеркал.

Первыми (1636 г.) удовлетворительно разработанными зеркальными системами являются системы Мерсена, включающие в себя три возможных сочетания двух соосных параболических, фокусы которых совмещены. Получающиеся афокальные системы имеют своим объективом большее параболическое зеркало; при этом меньшее параболическое зеркало, выпуклое или вогнутое, выполняет роль окуляра. Системы Мерсена являются, таким образом, редким видом телескопических чисто катоптрических систем, в которых даже окуляр — зеркальный.

Одна из трех систем Мерсена, изображенная на рис. 31, получила практическое применение сравнительно недавно (без упоминания имени ее настоящего автора) в современных рефлекторах для осуществления параллельных пучков, питающих спектрографы.

В этой интересной схеме B и C — основное и вторичное вогнутое параболические зеркала, имеющие фокусы, совмещенные в точке F . В случае визуальной телескопической системы глаз наблюдателя, помещенный в плоскости $p-p$, воспринимает параллельные пучки, прошедшие через центральное отверстие зеркала B . Система является афокальной с увеличением, равным отношению фокусных расстояний большого и малого зеркал. В системе удовлетворено условие синусов; поле зрения умеренное; изображение прямое. Кроме поля увеличенных изображений, наблюдатель видит значительную часть пространства невооруженным глазом (в направлении длиной стрелки). На границе поля увеличенных изображений и поля невооруженного зрения образуется кольцевая зона взаимного наложения двух полей, ширина которой в значительной степени зависит от диаметра зрачка глаза.

Так как центральная часть выходящего параллельного пучка не доставляет в глаз лучей (кольцевой зрачок), то в зависимости от конструктивных элементов системы и от диаметра зрачка глаза получается большее или меньшее ослабление яркости изображения в центре поля зрения, а в некоторых, особо неблагоприятных случаях и заметное снижение разрешающей силы из-за дифракции. Но даже в наше время система Мерсена интересна не только в роли коллиматора, питающего спектрограф, но и как миниатюрная визуальная система малого увеличения, выполненная в виде монокуляра или в виде бинокулярного прибора, успешно конкурирующего с театральным биноклем или с телескопическими очками.

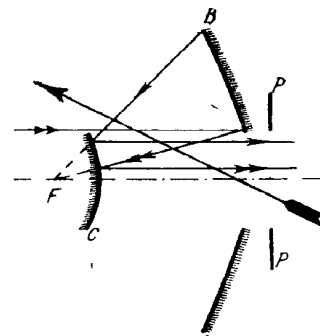


Рис. 31. Система Мерсена (классическая).

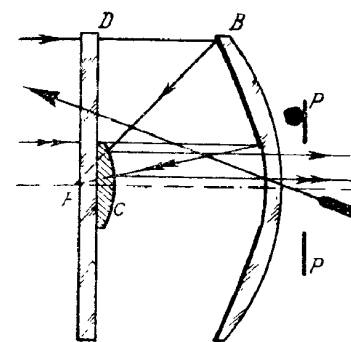


Рис. 32. Система Мерсена (усовершенствованная).

В этом случае следует только рекомендовать вместо классической схемы более практичную схему (рис. 32). В ней основное зеркало выполнено в виде афокального мениска B , параболического с внутренней стороны и сферического с внешней стороны.

Внутренняя поверхность мениска (параболическая) покрыта слоем алюминия, центральная же область, через которую в глаз наблюдателя проходят лучи, оставлена прозрачной. Малое выпуклое параболическое зеркало C тоже алюминировано и наклеено на плоскопараллельную пластинку D , что позволяет, с одной стороны, освободиться от оправы и растяжек для малого зеркала, а с другой стороны, делает прибор герметичным. Между пластиной D и зеркалом B либо устанавливается распорное кольцо, и тогда производство маркирует системы по оптической силе (в диоптриях), а потребитель приобретает их в зависимости от рефракции своего глаза, так же как обычные очковые стекла; либо конструкция прибора усложняется, и вводится фокусирующее приспособление с диоптрийной установкой. Первый путь вполне возможен и не обременителен для производства, так как при некоторых разумно заданных допусках на точность изготовления оптики и механики в процессе производства все равно всегда будут получаться отклонения систем от нулевой сходимости в сторону $+$ и $-$, но, по теории вероятности, тем реже, чем больше

будет отличаться сходимостью от нуля. Приблизительно тому же закону следует разброс рефракции человеческого глаза. Этот принцип сознательного снижения допусков для получения значительного разброса сходимостей как будто никогда в оптическом приборостроении не применялся и, может быть, потому, что существенное снижение допусков в обычных системах приводит к явному снижению качества изображения. Система Мерсена слабого увеличения интересна в том отношении, что в ней можно успешно применить этот принцип, так как незначительное изменение расстояния между зеркалами влечет за собой значительное изменение сходимости и в то же время мало влияет на угловые остаточные aberrации, т. е. на качество изображения.

Поле зрения с увеличением $1\times$ в направлении длинной стрелки (рис. 32) наблюдается глазом через два афокальных элемента — плоскопараллельную пластинку D и афокальный мениск B . Поэтому нормальный глаз видит его резко одновременно с резкой видимостью поля увеличенных изображений.

Поле зрения с увеличением $1\times$ служит не только для привычного обзора пространства в пределах весьма большого телесного угла, но и для быстроты и удобства приведения заинтересовавшего нас объекта в центральное поле для детального изучения при повышенном увеличении.

Однако и эту конструкцию (рис. 32) нельзя назвать хорошим практическим решением задачи, так как она требует применения резко выраженных асферических поверхностей сравнительно высокой точности.

В настоящее время мы умеем с достаточной точностью изготовлять параболические линзы для широкоугольных окуляров, но из этого не следует, что та же методика окажется удовлетворительной для выполнения значительно более точных поверхностей зеркал B и C (рис. 32). Кроме того, стоимость такой оптики будет неизбежно значительно выше стоимости обычной сферической оптики. Можно рекомендовать попробовать осуществить схему рис. 32 с некоторыми шансами на успех, но нельзя ждать от нее интересного практического решения для приборов массового производства.

Попытаемся преобразовать систему Мерсена в менисковую, заменив в ней параболические зеркала сферическими и введя мениск, исправляющий сферическую aberrацию, а если возможно, то и aberrации наклонных пучков. При этом будем помнить о желательности использования большого поля неувеличенных изображений и о необходимости защитить отражающие слои зеркал.

В системах Мерсена слабого увеличения можно отказаться от ахроматического мениска и заменить его более выгодным мениском концентрическим, не опасаясь появления сколько-нибудь вредного хроматизма.

В зависимости от того, будут зеркала посеребрены или алюминированы, можно применить две конструкции, на которых автор остановился, после большого числа тригонометрических расчетов и после исследования нескольких изготовленных вариантов системы.

На рис. 33 изображена конструкция системы для посеребренных зеркал, защищенных последующим омеднением или лакировкой. Система состоит из трех оптических элементов: концентрического мениска A с радиусами кривизны R_1 и R_2 , зеркальной линзы B с радиусами R_3 и R_4 и зеркальной линзы C с радиусами R_5 и $R_6 = R_3$, приклеенной к линзе B или посаженной на контакт. В случае 4-кратного увеличения и при зрачке выхода 5 мм глаз совершенно не чувствует хроматизма и наблюдает почти безупречное изображение в пределах всего центрального поля, близкого к 4° в пространстве предметов. При ярком дневном освещении, когда зрачок глаза сужен, в центре поля зрения явно намечается темное пятно и чувствуется снижение разрешающей силы из-за

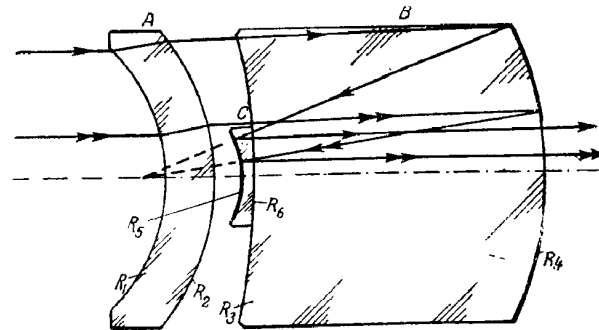


Рис. 33. Система Мерсена, преобразованная в менисковую (1-й вариант).

дифракции при кольцевом зрачке выхода; это и понятно, так как данный прибор был рассчитан для наблюдений ночью и в сумерках.

Радиусы кривизны R_3 и R_4 подбираются так, чтобы линза B вместе с мениском A действовала как афокальная система. В этом случае большое поле зрения неувеличенных изображений окажется для нормального глаза резким одновременно с резкой видимостью поля увеличенных изображений. Вся оптика системы — сферическая.

К недостаткам системы следует отнести: 1) длинный путь лучей внутри линзы B и связанные с этим потери света; 2) преувеличенный вес системы в связи с большой толщиной линзы B ; 3) повышение в $\sim 1,5$ раза точности изготовления поверхностей зеркал внутреннего серебрения; 4) снижение компенсирующей силы мениска в связи с переходом пучка из воздуха в стекло линзы B . Но ценой этих недостатков можно надежно защитить серебряный слой зеркала от порчи и потускнения.

Мастерские ГОИ в 1942 г. успешно выполнили несколько образцов таких систем по расчетам автора.

В тех случаях, когда имеется возможность алюминировать зеркала, значительно выгоднее применять схему рис. 34, отличающуюся

щуюся от предыдущей тем, что вместо внутреннего серебрения применено наружное алюминирование зеркал, в связи с чем устраняются все недостатки предыдущей схемы.

В частном случае удастся обойтись без малого зеркала С, наклеенного на мениск А, применив вместо него алюминирование

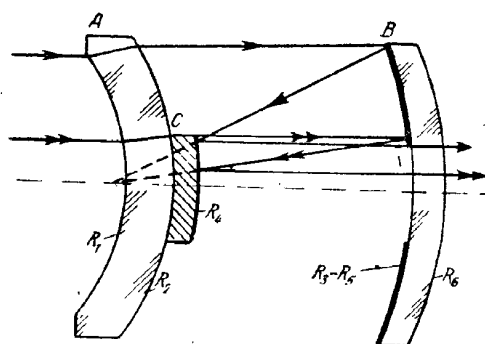


Рис. 34. Система Мерсена, преобразованная в менисковую (2-й вариант).

центрального участка внутренней поверхности мениска. В этом случае изготовление системы чрезвычайно упрощается, но такое решение выгодно не для любых увеличений и зрачков выхода, а лишь для некоторой их области, впрочем вполне приемлемой для практических целей.

Мастерскими ГОИ изготовлена серия системы, рассчитанной авто-

ром в соответствии со схемой рис. 34. Приводим конструктивные элементы этой схемы:

$D = 20$		
$R_1 = -18,405$	$d_1 = 3,99$ (К-8)	$H_1 = 10$
$R_2 = -22,395$	$d_2 = 20,71$	$H_2 = 10,871$
$R_3 = -46,09$	$d_3 = -19,73$	$H_3 = 11,838$
$R_4 = -9,7$	$d_4 = 19,73$	$H_4 = 2,3278$
$R_5 = R_3$	$d_5 = 2,0$ (К-8)	—
$R_6 = -35,987$		$H_6 = 2,5591$

(71)

Увеличение системы 3,95, чему соответствует зрачок выхода 5,06 мм. Остаточные угловые aberrации по выходе из системы укладываются в интервале $\pm 2'$, что оказывается вполне достаточным для использования разрешающей силы глаза. Общая длина системы по ее оси равна 26,7 мм. Наибольший диаметр оптических элементов (мениска В) не превышает 24 мм. Общий вес оптики около 7 г. Поле зрения неувеличенных изображений имеет заметную дисторсию, не мешающую, впрочем, хорошо ориентироваться в пространстве.

Используя очковую оправу обычного или, лучше, специального типа, можно сделать очень легкие и высококачественные телеско-

пические очки, почти не утомляющие зрения наблюдателя и дающие 3—4-кратное увеличение, доступное биноклям значительного веса. Наличие двух полей изображения пространства делает такие очки или бинокль весьма удобными для многих случаев наблюдений, в частности для наблюдений в театре, в путешествиях, в разведке и пр. Пользуясь такими очками, наблюдатель может детально исследовать отдельные ограниченные участки пространства, одновременно ориентируясь во всем остальном пространстве, видимом без увеличения.

Для театральных очков, построенных по схеме рис. 34, можно рекомендовать систему со зрачком выхода около 4 мм при увеличении около 3,5 крат. Эти очки будут очень легкие, дешевые и достаточно сильные.

Для более ответственных наблюдений можно рекомендовать системы с увеличением до 5 крат при зрачке выхода 5—5,5 мм.

Для различных практических целей не менее интересны монокуляры, построенные по такой же схеме.

Если к системам рис. 33 и 34 присоединить ахроматические положительные насадки или, что еще лучше, сделать специальный расчет для случая расположения предмета на конечном расстоянии от мениска, то можно изготовить монокулярные или биноклярные лупы. Эти лупы интересны в смысле большого рабочего расстояния при значительном увеличении и высоком качестве изображения, хотя и обладают малым полем зрения. Такие лупы могут применять часовщик, точный механик, гравер, оптик, наблюдающий мат и царапины на обрабатываемых поверхностях, и др.

§ 13. Система Грегори

Следующей в хронологическом порядке (1663 г.) появилась система Грегори (рис. 35), состоящая из вогнутого параболического зеркала В с фокусом в точке F' , являющимся в то же время первым фокусом вторичного вогнутого эллиптического зеркала С. Второй фокус эллипсоида С находится в некоторой точке F , где получается окончательное изображение части бесконечно удаленного пространства, рассматриваемое глазом с помощью окуляра О. Окончательное изображение представляется наблюдателю прямым, что позволяет использовать систему Грегори в качестве земной трубы.

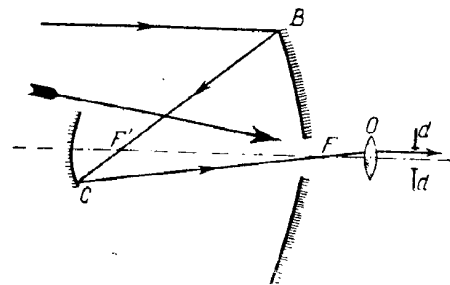


Рис. 35. Система Грегори (классическая).

Паразитный свет, изображенный на рисунке длинной стрелкой, создает вредную засветку, снижает контрастность изображения, а в некоторых случаях делает наблюдение совершенно невозмож-

ным. Сам Грегори указал средство, как парализовать паразитный свет. Для этого в плоскости $d-d$ следует поместить вещественную диафрагму, совпадающую с изображением зеркала C , даваемым окуляром O . Глаз следует располагать непосредственно у диафрагмы $d-d$, что в некоторых случаях затрудняет наблюдение.

При значительном фокусном расстоянии габарит прибора оказывается малым, так как система Грегори является типичным зеркальным телеобъективом.

Как и Мерсену, Грегори не удалось довести свою идею до практического осуществления, и лишь значительно позднее в обиходе стали появляться трубы системы Грегори, получившие скоро

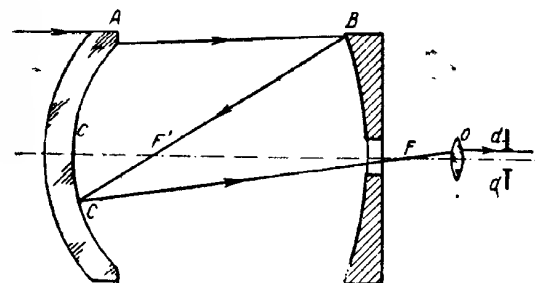


Рис. 36. Система Грегори, преобразованная в менисковую.

благодаря искусству оптика Шорта, занявшегося их изготовлением.

Систему Грегори легко преобразовать в менисковую систему, как показано на рис. 36.

В частном случае для вторичного зеркала можно использовать внутреннюю поверхность мениска A , у которой соответ-

ственный участок $C-C$, как и отражающая поверхность вогнутого зеркала B , покрывается слоем алюминия. В остальном система рис. 36 повторяет систему Грегори (рис. 35).

Даже при таком упрощении, как совмещение поверхности вторичного зеркала с поверхностью мениска, система обладает исправленной сферической aberrацией при незначительной коме и позволяет использовать достаточно большие поля зрения для визуальных наблюдений.

Автор оказался несравнимо счастливее Грегори и не только при жизни увидел свою систему осуществленной, но и может засвидетельствовать значительную быстроту этого осуществления. Так, расчет системы был начат в середине сентября 1941 г.; 3 октября был сдан эскизный проект и конструктивные элементы мастерским ГОИ, а 25 октября 1941 г. от мастерских был получен готовый прибор, изображенный на рис. 37.

Прибор представляет собою трубу диаметром 100 мм с 20-кратным увеличением при зрачке выхода 5 мм. Изображение (прямое) без сколько-нибудь заметных следов хроматизма. Окулярное поле зрения 40° можно использовать до самого края, т. е. астигматизм и кривизна поля не дают себя чувствовать, может быть, благодаря удачному подбору окуляра.

Вес трубы (без штатива) 2150 г; общая длина 320 мм, из которой на долю выступающего окуляра приходится 80 мм. Труба оказалась очень простой и дешевой в изготовлении, так как опти-

ка — сферическая, корпус трубы — из листового железа, а юстировка и центровка крайне просты и неприхотливы.

Малые вес и длина делают трубу весьма маневренной и портативной.

Следует заметить, что труба проектировалась специально для ночных и сумеречных наблюдений, а потому при ее расчете допущена значительная остаточная сферическая aberrация, дающая себя чувствовать при дневных наблюдениях.

Если сделать перерасчет и увеличить длину трубы (без учета длины окуляра) приблизительно на 30%, то волновые aberrации окажутся ниже $\frac{1}{4}\lambda$, и труба обратится в первоклассный визуальный прибор, способный проявлять теоретическую разрешающую силу при сильных окулярах¹.

Подзорные трубы, геодезические приборы средней точности, бинокли, телескопические очки рационально строить по схеме системы Грегори. В геодезических приборах прямое изображение вместо традиционного обратного, нужно думать, ничего кроме пользы не принесет. Даже школьный телескоп с прямыми изображениями, из чисто педагогических соображений, следует предпочесть телескопу с обратными изображениями: по крайней мере не придется объяснять школьникам несоответствия между тем, что видно невооруженным глазом и что видно в трубу. Для школьного телескопа можно рекомендовать систему со свободным отверстием 100 мм при длине трубы, не превышающей 350 мм, и снабдить его, по крайней мере, двумя окулярами: 1) со зрачком выхода 2,8 мм и увеличением $\times 5$ для наблюдения туманностей, звездных скоплений, общего обзора луны и солнца и 2) со зрачком выхода 1 мм и увеличением $100\times$ для наблюдения солнечных пятен, деталей планет, лунного ландшафта, двойных звезд и шарообразных звездных куч. Такой телескоп, кроме того, явится отличной подзорной трубой большой

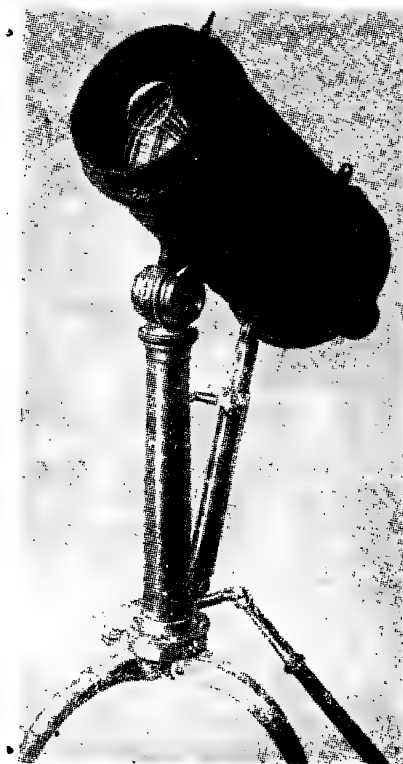


Рис. 37. 100-мм менисковая труба.

¹ В дальнейшем вместо этого пути мы избрали путь ретвизи зеркала, после чего труба стала первоклассной и дает безупречные изображения при увеличении до 200 крат.

силы и малого габарита. Геодезические приборы типа кипрегеля, теодолита, нивелира можно выполнять в виде весьма компактных и портативных конструкций высокого качества и силы, практически не подверженных разъюстировке и смещению зеркал. Так, теодолит с отверстием $D=50$ мм, способный разрешать $2,8''$, может иметь длину, не превышающую 150 мм. Возросшая разрешающая сила и отсутствие хроматических помех позволяют с большей точностью выполнять наводки и отсчеты по рейке.

Впрочем, для геодезических приборов, а может быть и для школьного телескопа, более выгодными окажутся преобразованные системы Кассегрена, о которых будет сказано ниже. Бинокли или телескопические очки по схеме Грегори можно осуществить со значительно большими полями зрения, нежели по схеме Мерсена. В то же время длина их неизбежно должна возрасти, а возможность использования поля неувеличенных изображений, к сожалению, отпадет.

Рис. 38. Менниковый монокуляр.

На рис. 38 изображена схема одной из половинок такого бинокля. Знакомые уже нам элементы: мениск A , зеркало B , зеркало $C-C$ дают в плоскости фокуса F прямое изображение пространства, рассматриваемого через окуляр O .

Можно, например, выполнить окуляр по типу лупы Штейнгеля¹ и вклеить его в дыру зеркала B . Окулярный колпачок заканчивается диафрагмой $d-d$, совпадающей с изображением в окуляре зеркала $C-C$; роль этой диафрагмы уже выяснена. Фокусировку и диоптрийную наводку можно осуществить путем перемещения трубы E относительно трубы D . Детали конструкции на рисунке не показаны.

В заключение можно привести расчет оптики подзорной трубы с двумя увеличениями, менисковая система которой задана следующими конструктивными элементами:

$R_1 = +100,07$	$d_1 = 11,6$ (К-8)	$\varnothing$ св.100	} (72)
$R_2 = +93,08$	$d_2 = 252,5$	95,8	
$R_3 = -378,08$	$d_3 = -252,5$	104,1	
$R_4 = +93,08$		36,0	
$f' = 845,06;$	$S' = 246,5;$	$A = 1 : 8,45.$	

¹ Окуляр такой конструкции, неосновательно называемый фирмой Цейсса моноцентрическим, обладает полем зрения не более 30° .

Труба снабжена двумя окулярами: 1) окуляром типа Кельнера с полем около 45° , дающим 20-кратное увеличение при зрачке выхода 5 мм, и 2) окуляром Эрфле с полем 70° , дающим 40-кратное увеличение при зрачке выхода 2 мм. Окуляры можно сконструировать так, что, несмотря на различие их типов и фокусных расстояний, полевая линза окажется одинаковой у обоих окуляров; ее можно укрепить неподвижно, утопив в дыру основного вогнутого зеркала. При этом остальные линзы обоих окуляров оказываются вынесенными за пределы зеркала и его оправы и могут быть смонтированы на револьверс или на салазках с фиксатором,

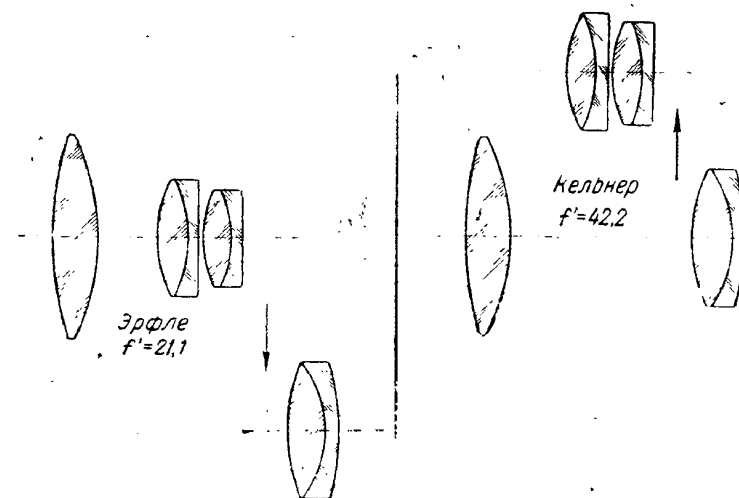


Рис. 39. Окуляры для сменного увеличения.

позволяющих быстро осуществлять смену увеличения. Диоптрийную наводку выполняют перемещением глазных линз окуляров относительно неподвижно укрепленной полевой линзы.

Рис. 39 поясняет сказанное и относится к двум случаям включения глазных линз окуляров.

§ 14. Система Ньютона

В 1672 г. Ньютон собственноручно изготовил, а затем опробовал и опубликовал свою систему зеркального телескопа, состоящую из вогнутого параболического зеркала B , плоского диагонального зеркала D и окуляра O (рис. 40).

Такая система дает обратное изображение пространства, наблюдаемое под углом $\sim 90^\circ$ к направлению на объект. Фокус системы F несколько выносится за габарит трубы, а потому в светосильных системах размеры диагонального зеркала D могут быть достаточно велики, так же как и в случае, когда стремятся к охвату широких полей без виньетирования. Поэтому, в светосильных или широко-

угольных системах Ньютона всегда будут значительные потери света на экранирование пучка диагональным зеркалом.

Если для устранения произвола предположить, что фокус F совмещен с крайним нижним лучом рис. 40 (чего в действительности недостаточно), то нетрудно найти однозначные выражения для малой оси $2b$ диагонального зеркала, для его большой оси $2a$ и для потерь на экранирование p_s при различных относительных отверстиях A системы и для различных величин угла поля зрения 2β .

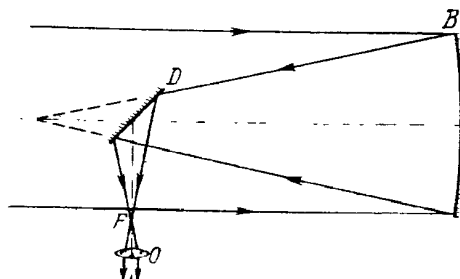


Рис. 40. Система Ньютона (классическая).

Приводим эти выражения в приближенном виде:

$$\left. \begin{aligned} 2b : D &\approx 0,5A + (V - 0,5) \cdot 2\beta \\ 2a &= 2b \sqrt{2} \\ p_s &= \left(\frac{2b}{D} \right)^2 100\%, \end{aligned} \right\} \quad (73)$$

где $A = D : f$; $V = 1 : A$; 2β — угол поля зрения в радианах.

В табл. 18, представляющей $2b$ и p_s выражения (73), угол 2β дан в градусах.

Следует отметить, что в действительности величины $2b : D$ и p_s еще более неблагоприятны, так как, во-первых, вынос фокуса с оси системы больше ее полудиаметра, а во-вторых, приближенные формулы (73) приводят к тем большей отрицательной ошибке, чем выше относительное отверстие системы. Все же табл. 18 очень удобна для грубого подсчета экранирования в системах Ньютона при различных относительных отверстиях и полях зрения.

Анализ табл. 18 приводит к следующим выводам.

1. По мере увеличения угла поля зрения 2β растут относительные размеры $2b : D$ диагонального зеркала и потери на экранирование p_s .

2. Для каждого угла поля зрения можно подобрать оптимальное значение относительного отверстия, при котором потери на экранирование окажутся наименьшими. Так, для $2\beta = 3^\circ$ оптимальным относительным отверстием оказывается $A \approx 1 : 3$, а для $2\beta = 1^\circ$ оптимальным относительным отверстием оказывается $A \approx 1 : 5,4$; для других углов поля зрения оптимальные значения A выходят за пределы таблицы.

3. Так как потери на экранирование, превышающие 30—40%, нежелательны и даже вредны не только сами по себе, но и в связи с заметным в таком случае снижением качества дифракционного изображения, то сколько-нибудь широкоугольные системы Ньютона

$2\beta \backslash A$	1 : 1,5	1 : 2	1 : 3	1 : 4	1 : 5	1 : 6	
$0^\circ, 1$	0,335	0,253	0,171	0,131	0,108	0,093	$2b : D$
	11,2	6,4	2,9	1,7	1,2	0,9	$p_s \%$
$0^\circ, 3$	0,38	0,258	0,180	0,143	0,124	0,112	$2b : D$
	11,4	6,7	3,2	2,0	1,5	1,3	$p_s \%$
1°	0,351	0,276	0,211	0,186	0,179	0,179	$2b : D$
	12,3	7,6	4,4	3,5	3,2	3,2	$p_s \%$
3°	0,385	0,329	0,298	0,308	0,336	0,371	$2b : D$
	14,7	10,8	8,9	9,5	11,3	13,8	$p_s \%$
10°	0,508	0,512	0,603	0,736	0,885	> 1	$2b : D$
	25,8	26,2	36,4	54,1	78,4	100	$p_s \%$

принципиально возможны лишь при особо высоких значениях относительного отверстия; при этом дальше $2\beta \approx 10^\circ$ вообще идти невозможно. Но системы Ньютона, как неапланатичные системы, не могут использовать больших полей еще и по другой причине: неисправленная кома, растущая пропорционально первой степени поля и квадрату относительного отверстия, быстро ставит предел полезному увеличению поля. В действительности в системе Ньютона величина поля зрения лимитируется не экранированием, а аберрациями наклонных пучков.

Исправление комы, достижимое в менисковых системах, позволяет значительно увеличить размеры полезных полей и приблизить их к пределам, определяемым виньетированием, которое и в менисковых системах, к сожалению, остается в прежней силе и мере.

Если в менисковых системах можно достигнуть исправления комы, то этого нельзя сказать об исправлении других аберраций наклонных пучков. Правда, в преобразованных системах Ньютона удастся достаточно хорошо исправить астigmatизм, но при этом остается значительная кривизна поля, с которой хотя и можно бороться, но это не так-то просто.

Кривизна поля и астигматизм, растущие пропорционально квадрату поля, совершенно безвредны при малых полях и начинают давать знать о себе приблизительно в то же время, когда экранирование диагональным зеркалом достигает внушительных значений. Отсюда можно вывести заключение, что безусловно желательно исправлять кому, но несущественно исправлять астигматизм и кривизну поля в преобразованных системах Ньютона, для которых вряд ли целесообразно задавать поле более $2\theta \approx 3^\circ$.

Преобразованная система Ньютона изображена на рис. 41 и представляет собою хорошо знакомую нам систему «мениск (А) —

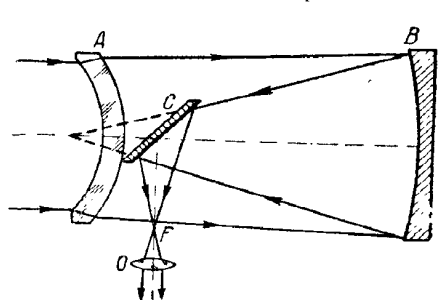


Рис. 41. Система Ньютона, преобразованная в менисковую.

вогнутое зеркало (В)» 1-й части настоящей книги. Диагональное зеркало С изламывает ось на 90° и переносит изображение в фокальную плоскость F вне габарита трубы. Затем это изображение либо фотографируют либо рассматривают с помощью окуляра О, не требующего диафрагмы в плоскости выходного зрачка ввиду отсутствия в этой схеме паразитных лучей, засвечивающих поле.

В 1-й части книги, относящейся именно к преобразованной системе Ньютона, можно найти и формулы предельных диаметров и светосил, и формулы для расчета конструктивных элементов и остаточных aberrаций, и соображения, касающиеся ретушированных уникальных систем.

Воспользовавшись этими формулами, приведем примерные конструктивные элементы первоклассной визуальной системы $D=200$ мм с неретушированной оптикой. Такую систему рационально осуществить в виде крупного любительского или среднего обсерваторского инструмента для визуальных и фотографических наблюдений.

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= -297,8 \\ d_1 &\approx 20 (K \cdot 8) \\ R_2 &= -309,5 \\ d_2 &= 926 \\ R_3 &= -1444 \\ D &= 200; \quad f' = 700; \quad A = 1:3,5; \\ \Delta\eta_{\max} &= 0,44''; \quad \pm \Delta\eta_{C, F} = 0,18''; \quad \frac{f'_C - f'_F}{f'} = 0,025\% \end{aligned} \right\} (74)$$

Волновые aberrации такой системы не превысят $0,13\lambda$ (при $\lambda = 555 \text{ м}\mu$) в монохроматическом свете. Чтобы добиться такого

результата, необходимо несколько исправить конструктивные элементы, полученные с помощью приближенных эмпирических формул. Иными словами, перед осуществлением реальной системы необходимо сделать ее тригонометрический расчет, исходные данные для которого приведены выше (74).

Для телескопа можно рекомендовать набор окуляров в соответствии с табл. 19. Окуляры набраны по шкале со ступенью V 2, предложенной автором в 1924 г.

Таблица 19

Зрачок выхода	4	2,8	2	1,4	1	0,7
Фокусное расстояние окуляра	14	10	7	5	3,5	2,5
Увеличение	$59\times$	$70\times$	$100\times$	$140\times$	$200\times$	$280\times$
Тип окуляра	Симметричный				С вынесенным зрачком	Окуляр микроскопа

Все окуляры, кроме последнего, самого сильного, не представляют в изготовлении никаких трудностей и обеспечены расчетом.

При самом слабом окуляре поле зрения в пространстве предметов менее 1° , а потому диагональное зеркало может иметь малую ось (2b) около 45 мм и вызовет потери на экранирование около 5%.

Изготовление телескопа окажется очень простым и дешевым, так как вся его оптика сферическая, а длина трубы равна 1 м. Качество изображения при полях конечной величины выше, чем в эквивалентной системе Ньютона, так как у системы исправлена кома, а хроматизм пренебрежимо мал для очень широкой спектральной области.

Недостатком такой системы является, как это ни странно, ее значительная короткофокусность, требующая при визуальных наблюдениях чрезмерно сильных окуляров с хорошо исправленными aberrациями при большом относительном отверстии пучков.

Однако имеется возможность довольно просто преобразовать систему в телеобъективную, тем самым удлинить ее фокусное расстояние и уменьшить размеры диагонального зеркала и связанное с ними экранирование, не увеличивая габарита прибора. Для этого можно рекомендовать схему рис. 42, в которой перед диагональным зеркалом С расположен отрицательный ахроматический (в обычном смысле слова) апланатический мениск D, склеенный из двух стекол с одинаковым средним показателем преломления, но с существенно различными дисперсиями. Такими стеклами, например, являются:

стекло Ф-1, у которого $n_D = 1,6128$; $\nu = 36,9$, и стекло ТК-6, у которого $n_D = 1,6126$; $\nu = 58,3$.

Кривизны внешних поверхностей мениска подбираются из условия апланатизма и из конструктивных соображений, после чего устанавливается кривизна для внутренних склеиваемых поверхностей из условия ахроматизма. Такой мениск позволяет удлинить фокусное расстояние системы в 1,61 раза, не внося ни комы, ни заметного хроматизма.

Диагональное зеркало C уменьшается в размерах, потому что для прежнего выноса фокуса F следует приблизить зеркало C к мениску A по сравнению со схемой рис. 41. Тригонометрические расчеты системы, подобной изображенной на рис. 42, привели к вполне благоприятному результату. Описанный способ удлинения фокуса является далеко не единственным, но он рекомендуется здесь как наиболее простой и изящный.

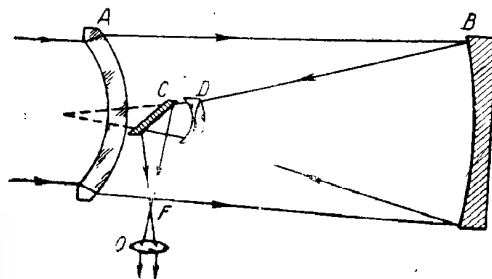


Рис. 42. Менисковая система Ньютона с удлиняющей фокус линзой.

Желая освободиться от значительных потерь на экранирование в более широкоугольных фотографических инструментах, а вместе с тем и от потерь на отражение от диагонального зеркала, мы можем совершенно отказаться от диагонального зеркала и расположить кассету с фотопластинкой P непосредственно в фокальной плоскости системы, как показано на рис. 43.

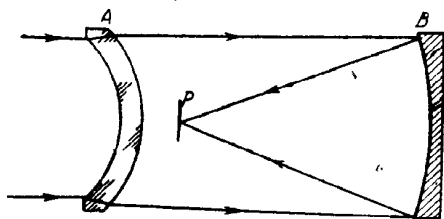


Рис. 43. Менисковая система для фотографирования в первом фокусе.

не выше 1:5—1:6 и, кроме того, в них не исправлена кома. Поэтому при малых полях и умеренных светосилах экранирующее действие диагонального зеркала очень невелико, как видно из табл. 18. Астрономы в некоторых случаях предпочитают отказаться от диагонального зеркала не из-за его экранирующего действия, а, главным образом, из-за неустойчивости в его поведении во время перемен температуры и изменений наклона инструмента. Кроме того, плоские зеркала большого размера не всегда оказываются «плоскими» с надлежащей степенью точности. Наличие незначительной кривизны у такого зеркала приводит к значительному астигматизму пучка, независимо от того, плохо изготовил оптик это зеркало или температурные изменения деформировали его поверхность.

Общей в двух случаях целью является желание избавиться от лишних потерь света при отражении от диагонального зеркала. Эти потери были очень велики в эпоху бронзовых зеркал и значительно уменьшились в наше время с переходом на алюминированные зеркала, отражающие более 85% активных лучей.

Потери на экранирование в случае круглой формы пластинки P (рис. 43) можно выразить в виде:

$$p_s = (2\theta)^2 \cdot V^2 \cdot 100\%, \quad (75)$$

где 2θ — угол поля зрения, выраженный в радианах.

Та же зависимость изобразим в табл. 20 для полей от 1° и выше.

Таблица 20

($p_s\%$)

θ \ A	1:1,5	1:2	1:3	1:4	1:5	1:6
1°	0,07	0,12	0,28	0,49	0,77	1,1
3°	0,62	1,1	2,5	4,4	6,9	9,9
10°	6,9	12,2	27,5	48,8	76,5	100

Сравнение табл. 20 и 18 красноречиво говорит о значительном уменьшении экранирования в светосильных системах с устраненным диагональным зеркалом.

Светосильные системы Ньютона, как мы видели, не интересны для визуальных приборов, и в то же время именно они интересны для приборов фотографических. Формула (64) говорит, кроме того, что предельные диаметры и светосилы у фотографических систем значительно выше, чем у визуальных. Наконец, для всякой фотографической системы желательна возможно большая широкоугольность. Расчеты самого последнего времени показали, что в светосильных системах Ньютона одновременно с достижением изопланатизма удается почти полностью освободиться от астигматизма, причем единственной вредной аберрацией остается неисправленная кривизна поля. С кривизной поля можно бороться, для чего применяют два общеизвестных способа:

- 1) располагают перед пластинкой плосковыпуклую или плоско-выпуклую линзу в зависимости от знака кривизны поля и тем самым совмещают изображение с плоскостью пластинки;
- 2) фотографируют на вогнутых или выпуклых пластинках и пленках.

Так как кривизна поля преобразованной системы Ньютона тре-

бует выпуклой пленки, то ее можно очень просто натянуть на выпуклое дно кассеты, что во всяком случае значительно проще, чем присасывать пленку к вогнутой поверхности, если бы кривизна поля имела обратный знак. В системах Шмидта эта проблема давно и успешно разрешена. Если это так, то можно говорить о светосильных фотографических системах с полями, во много раз превышающими те скромные поля, которые позволяли гарантировать исправление одной только комы.

Этот вопрос требует дальнейшей разработки, но уже сейчас автору удалось рассчитать сверхсветосильную систему с относительным отверстием 1:0,75 при фокусе 100 мм, которая при ретушированном зеркале разрешает 10 линий на 1 мм при поле, значительно превосходящем 10°.

Фотографировать следует на выпуклой пленке при сравнительно небольшой стрелке прогиба. В этой случайно рассчитанной системе астигматизм оказался приблизительно в 100 раз меньше кривизны поля, а средний радиус кривизны поля около — 205 мм.

Приведем элементы этой системы:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= -84,316 \\ d_1 &= 17,021 \text{ (К-8)} \\ R_2 &= -101,337 \\ d_2 &= 118 \\ R_3 &= -214,08 \\ D &= 133; f' = 99,7; A = 1:0,75; \\ S' &= 113,52; \Delta\gamma_{\max} \approx 4'. \end{aligned} \right\} \quad (76)$$

Система снабжена концентрическим мениском повышенной относительной толщины. Входное отверстие совпадает с первой поверхностью мениска. Перемещение апертурной диафрагмы в другую плоскость позволяет в некоторой степени воздействовать на aberrации наклонных пучков, хотя вопрос этот до конца еще не исследован. Расчет был произведен для поля зрения $2\beta = 11,5^\circ$.

В заключение можно указать на целесообразность применения комбинированной системы Ньютона, Грегори и Мерсена, интересной в телескопах большого диаметра. Такая система изображена схематически на рисунке 44. Она состоит из ахроматического мениска *A* и основного вогнутого сферического зеркала *B*, разведенных таким воздушным промежутком d_2 , при котором достигнут наилучший изопланатизм для фокальной плоскости, заключающей в себе фотопластинку *P* (рис. 44, а). Все предшествующие замечания об астигматизме и кривизне поля остаются для данной системы в силе, а потому в действительности фотографирование производится на выпуклой пленке, либо на плоской с линзой *Piazzi-Smyth'a*. При значительном угле поля зрения экранирующее действие пластинки или пленки *P* может быть незначительным (см. табл. 20).

Удалив кассету и укрепив на ее место вторичное вогнутое зеркало *C* эллиптической ретушированной формы (рис. 44, б), полу-

чаем систему Грегори с асферическим вторичным зеркалом. От этой системы мы вправе требовать только хорошего стигматизма, так как она предназначена для использования малых полей при малом относительном отверстии.

Заменив зеркало *C* вогнутым параболическим ретушированным зеркалом *D* (рис. 44, в), получаем аналог одной из систем Мерсена, служащий для питания спектрографа параллельными пучками при малом поле зрения.

Центральное отверстие в мениске позволяет разработать рациональную конструкцию крепления сменных элементов *P*, *C* и *D* рис. 44.

Только в первом случае (рис. 44, а) система состоит из элементов сферической формы, и в то же время она позволяет фотографировать при максимально высокой светосиле и в пределах больших угловых полей. В двух других случаях размеры полезных полей окажутся ограниченными из-за aberrаций наклонных пучков, которые, может быть, и не удастся в должной мере исправить. Кроме того, в этих двух случаях мы отступаем от выдвинутого ранее принципа и допускаем применение асферических вторичных зеркал. Это, впрочем, не особенно страшно для практического осуществления, так как, во-первых, эти зеркала относительно малы по своим размерам и, во-вторых, они имеют благоприятную для точного исследования вогнутую форму.

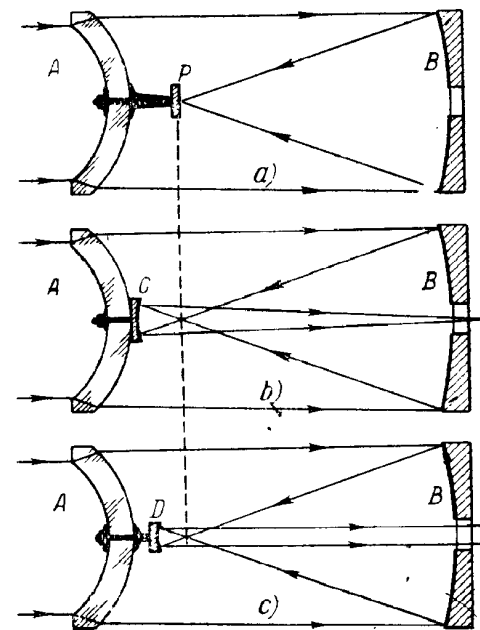


Рис. 44. Комбинированная универсальная менисковая система.

§ 15. Система Кассегрена

Едва Ньютон успел опубликовать свою систему телескопа, как выступил Кассегрэн с оригинальной системой, оцененной по достоинству лишь через 200 лет. Эта система (рис. 45) аналогична системе Грегори и является также зеркальным телеобъективом, только роль вогнутого вторичного зеркала здесь выполняет выпуклое гиперболическое зеркало *C*, расположенное между основным параболическим зеркалом *B* и его фокусом F' . Точки F' и F являются фокусами гиперболоида *C*. Окончательное изображение

в плоскости F — обратное и рассматривается через окуляр O , требующий диафрагмы $d-d$ для отсечения паразитных лучей, засвечивающих поле.

Такое положение вторичного зеркала позволяет осуществить телескоп минимального габарита при заданной асферичности основного зеркала B .

Телескоп Кассегрена легко преобразуется в менисковую систему, со сферической оптикой и состоит из ахроматического мениска A , вогнутого сферического зеркала B и выпуклого сферического зеркала $C-C$, которое в частном случае и со всеми ранее сделанными оговорками может быть совмещено с внутренней поверхностью мениска (рис. 46).

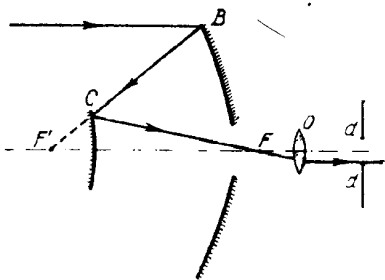


Рис. 45. Система Кассегрена (классическая).

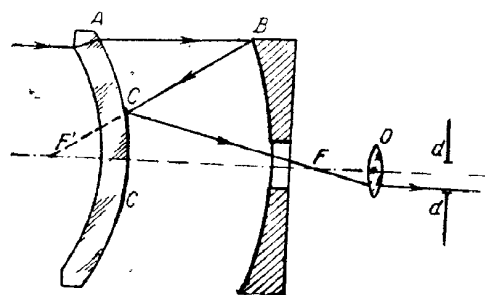


Рис. 46. Система Кассегрена, преобразованная в менисковую.

Приведем элементы первой классной системы Кассегрена диаметром 140 мм, не касаясь пока вопроса конструкции окуляра.

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= -169,37 & 2H_1 &= 140 \\ d_1 &= 13,46 \text{ (K-8)} & 2H_2 &= 144 \\ R_2 &= -177,31 & 2H_3 &= 147,2 \\ d_2 &= 327,21 & 2H_4 &= 24,0 \\ R_3 &= -765,45 & D &= 140; f' = 1329; A = 1:9,5; S' = 226,7. \\ d_3 &= -327,21 \end{aligned} \right\} \quad (77)$$

Волновая aberrация этой системы не превышает $0,25 \lambda$. Длина трубы лишь в 2,5 раза больше диаметра свободного отверстия. Такая коротенькая труба способна выдерживать увеличения более 200 раз при окулярах умеренного относительного отверстия и разрешать угол в 1 секунду дуги.

Сравнивая величины S' и d_2 , видим, что фокус системы лежит внутри трубы на 100 мм от вогнутого зеркала B . Из каких соображений это сделано при расчете данного прибора, выяснится отчасти при рассмотрении следующего примера. Здесь же заме-

тим, что система Кассегрена (см. формулу 77) или близкая к ней по расчету должна явиться очень хорошим, дешевым и портативным любительским или школьным телескопом, пригодным для многих серьезных астрономических наблюдений.

Перейдем к следующему примеру менее сильной и менее совершенной преобразованной системы Кассегрена. Система имеет действующее отверстие 50 мм и способна выдерживать 10-кратное увеличение. Вот ее конструктивные элементы:

$$\left. \begin{aligned} R_1 &= -48,65 & 2H_1 &= 50,00 \\ d_1 &= 10 \text{ (K-8)} & 2H_2 &= 53,91 \\ R_2 &= -55,65 & d_2 &= 57,10 \\ R_3 &= -141,88 & 2H_3 &= 56,60 \\ d_3 &= -57,10 & 2H_4 &= 13,01 \\ R_4 &= R_2 & D &= 50; f' = 173; A = 1:3,46; S' = 44,99; \Delta\eta_{\max} = 12''. \end{aligned} \right\} \quad (78)$$

При окуляре $f'_1 = 17,3$ система обладает 10-кратным увеличением, при зрачке выхода 5 мм. Длина трубы, без учета длины окуляра, не превышает 8 см, и все же такую «карманную» трубу можно применять как отличный монокуляр для обзора неба или в качестве маленького кометоскопа высокой маневренности.

Кроме того, такой монокуляр с успехом можно использовать в виде искателя для телескопов среднего размера любых типов рефракторов, рефлекторов и менисковых систем.

Обратим внимание, что диаметр зеркала ($2H_3$) таков, что диаметр трубы не превысит 60 мм, а потому можно сконструировать бинокулярный прибор, который можно назвать астрономическим 10-кратным биноклем ввиду обратных изображений (рис. 46). Такой бинокль может оказаться неоценимым при изучении звездного неба, особенно если при наблюдениях пользоваться простейшим штативом в виде палки, один конец которой упирается в землю, а другой служит опорой для бинокля.

Но есть возможность преобразовать обратное изображение в прямое и обратный таким образом астрономический бинокль в обычный земной. Укажем здесь на три способа такого преобразования.

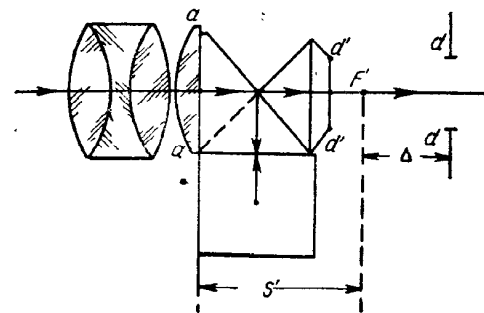


Рис. 47. Окуляр с оборачивающими призмами Порро.

1-й способ. Обратное изображение превратится в прямое, если сзади окуляра поместить призму Порро 2-го рода. На рис. 47 изображен ортоскопический окуляр, допускающий наклейку призмы Порро к последней плоской поверхности $a-a$ глазной линзы.

Последний отрезок в ортоскопических окулярах близок к $S' = 0,8 f'$, т. е. в нашем случае $S \approx 13,8$ мм.

Зрачок выхода $d-d$ в нашем случае отодвинут вправо от фокуса на величину $\Delta \approx 6,6$ мм. Таким образом $S' + \Delta \approx 20,4$ мм. Если четыре элемента призмы Порро выполнить из стекла с показателем преломления около $n = 1,6$, то общая длина хода лучей в призме достигнет величины $20,4 \times 1,6 \approx 32,6$ мм.

Даже если остановиться на призмах, составленных из четырех равных элементов, катет каждого призматического элемента

будет равен $32,6 : 4 = 8,15$ мм, что позволит осуществить окулярное поле $2\beta \approx 23^\circ$ или поле в пространстве предметов $2\beta = 2,3^\circ$. Для некоторых случаев с такой величиной поля можно примириться.

Применяя призматические элементы призмы Порро неравной, прогрессивно убывающей величины, можно повысить окулярное поле до $25-27^\circ$.

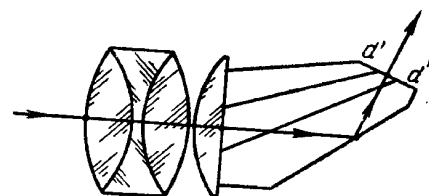


Рис. 48. Окуляр с оборачивающей крышевидной призмой.

На последней грани четвертой призмы нашлифована сферическая фаска, ограничивающая отверстие $d'-d'$, являющееся изображением диафрагмы $d-d$, перенесенным призмами в новую плоскость, и служащее для отсечения паразитных лучей. Все гипотенузы элементарных призм, к сожалению, должны быть посеребрены, что приведет к дополнительным потерям света около 22%. Таким образом применение призмы Порро разрешает поставленную задачу весьма посредственно.

2-й способ. Значительно лучше заменить призму Порро крышевидной призмой (рис. 48) и добиться такого же обращения изображения в прямое с той разницей, что в этом случае придется наблюдать его под углом $60-90^\circ$ к направлению на объект. И в этом случае крышевидная призма может быть приклеена к плоской поверхности глазной линзы. Так как в крышевидной призме обеспечено полное внутреннее отражение для лучей, составляющих значительные углы с осью, то необходимость серебрить отражающие грани и вместе с тем вводить дополнительные потери света в этом случае опадает. На последней грани крышевидной призмы нашлифовывается сферическая фаска, образующая, как и в первом способе, диафрагму $d'-d'$, отсекающую паразитные лучи.

Если даже осуществить излом оси на 60° , то при показателе преломления призмы $n = 1,6$ можно получить поле зрения более 35° . Если же отказаться от симметричной формы крышевид-

ной призмы и укоротить ее со стороны последней выходной грани (что допустимо в отношении хода лучей в призме), то можно осуществить поле зрения более 40° и, во всяком случае, использовать полное поле зрения ортоскопического окуляра.

Как призму Порро, так и крышевидную призму можно изготовить с невысокими точностями, так как они установлены позади окуляра. Как та, так и другая призма не вносят aberrаций, так как они работают в параллельных лучках. Но в обоих способах имеется одно и то же существенное неудобство: вещественная диафрагма $d'-d'$ оказывается почти совмещенной с выходным зрачком прибора, а потому наблюдатель вынужден располагать свой глаз в непосредственной близости к диафрагме, касаясь ее

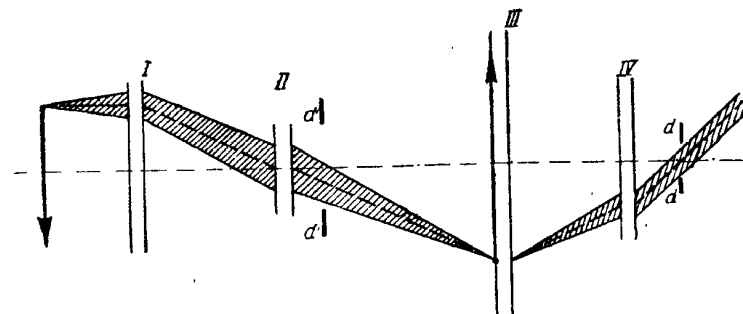


Рис. 49. Земной окуляр.

если не роговицей, то ресницами во всяком случае. Если же начать удалять глаз от диафрагмы $d'-d'$, то сперва понизится яркость краев поля зрения, а затем начнет уменьшаться и самый угол поля зрения.

От этого существенного недостатка, присущего системам Грегори и Кассегрена, удастся вполне освободиться в следующем, третьем, способе.

3-й способ. Астрономический окуляр двух первых способов заменяется земным окуляром повышенного качества в связи со значительным относительным отверстием системы (1 : 3,46). Такой окуляр возможно малой длины рассчитывается в настоящее время вычислительным бюро ГОИ специально для данного случая, и есть надежда получить земной окуляр $f' = 17,3$ мм, длина которого будет менее 100 мм.

Схема такого окуляра представлена на рис. 49. Оборачивающая система состоит из двух ахроматических элементов I и II. В некоторой плоскости d_1-d_1 (за элементом II или перед ним) получается изображение выпуклого зеркала системы Кассегрена (рис. 46). Здесь следует расположить вещественную диафрагму, отсекающую паразитные лучи. Обращенное изображение образуется вблизи коллектива III, который вместе с главной ахроматизированной линзой IV составляет окуляр в обычном смысле слова. Зрачок выхода земного окуляра $d-d$ находится достаточно далеко от последней поверхности глазной линзы IV, и в его пло-

скости, не занятой никакой вещественной диафрагмой, можно удобно расположить глаз.

Достоинство этого способа состоит в устранении мешающей глазу вещественной диафрагмы или, точнее, в перенесении этой диафрагмы в плоскость, далекую от глаза. Но это достоинство приобретает довольно дорогую цену — осложнения конструкции окуляра, увеличения потерь света и удлинения прибора. В этом смысле наилучшим способом, конечно, является способ с крышевидной призмой.

Рассмотренный сейчас случай 10-кратной трубы с зрачком выхода 5 мм является особенно трудным и мало выгодным решением для систем Кассегрена. Чем больше действующее отверстие системы и чем меньше зрачок выхода, тем проще решаются задачи расчета и конструкции.

Геодезические приборы, допускающие обратное изображение и требующие значительных увеличений, т. е. малых зрачков выхода, могут быть с большим успехом осуществлены в виде преобразованных систем Кассегрена по схеме рис. 46; в смысле веса и длины они еще в 1,5—2 раза выгоднее рассмотренных ранее систем Грегори.

Если рекомендовать школьный телескоп действительно массового потребления, т. е. для десятков миллионов школьников и для сотен тысяч школ, то свой выбор следует остановить на преобразованной системе Кассегрена. Школьный телескоп такой системы при отверстии 100 мм и при длине трубы около 220 мм будет удовлетворять условию Релея ($\lambda_{\max} < 1,4 \lambda$), т. е. явится первоклассным визуальным инструментом значительной силы, о которой большинство серьезных любителей астрономии до последнего времени могло лишь мечтать.

Массовое производство таких телескопов можно поставить очень просто, быстро и дешево, так как оно не требует ни оптиков, ни механиков слишком высокой квалификации, ни сложного оборудования, ни большого расхода материалов.

§ 16. Система Гершеля. Коллиматоры

Через сто с лишним лет после описанных выше систем появилась система Гершеля (1789 г.). Впрочем, мысли о такой системе высказывались значительно раньше Гершеля и даже еще современниками Галилея. Система Гершеля возникла скорее в результате отчаяния перед потерями света в тусклых бронзовых зеркалах и перед непреодолимыми в то время трудностями осуществления крупных диагональных плоских зеркал с оптической точностью, чем в результате исканий по улучшению свойства телескопа.

Действительно, в этой системе (рис. 50) все складывается неблагоприятно для получения высококачественного изображения. Основное вогнутое зеркало B наклонено к падающему лучу на значительный угол, а потому абберации наклонных пучков — кома и астигматизм — в сильной степени портят качество изобра-

жения и вынуждают применять очень малые относительные отверстия, т. е. относительно очень длинные трубы. С кривизной поля в известной мере можно бороться юстировкой оси окуляра.

Если же зеркалу B придана форма параболоида вращения вокруг оси FC , т. е. если зеркало B является частью параболоида, вершина C которого вынесена за край зеркала, то при ограниченных полях астигматизм не дает себя чувствовать, зато при расчете комы следует исходить уже не из действующего относительного отверстия зеркала B , а из относительного отверстия того параболоида, из которого выкроено зеркало B как его малая часть.

Если в первом случае, при средних светосилах системы, вообще немыслимо удовлетворительное изображение, то во втором случае оно возможно лишь в непосредственной близости к оси FC , так как система обладает значительной неисправленной комой даже при умеренном действующем относительном отверстии.

Во втором случае ось окуляра должна быть направлена на точку C , а не на центр зеркала B , а это равносильно применению окуляра, рассчитанного на значительно большее относительное отверстие по сравнению с действующим, и эксцентричному положению выходного зрачка.

Если с системой Гершеля не все благополучно, пока мы оперируем только карандашом на бумаге, то новые значительные осложнения возникают при ее практическом осуществлении.

Автор имеет достаточно большой опыт по изготовлению параболоидов с вершиной, вынесенной за край зеркала, и должен указать на чрезвычайную трудность их изготовления, для которого было предложено и проведено на практике три существенно различных способа обработки.

Недостаток места не позволяет осветить этот интересный вопрос технологии, о чем, впрочем, можно не жалеть, так как с изобретением менисковых систем классическая система Гершеля навсегда будет сдана в архив.

Система Гершеля обладает очень ценным преимуществом: она вполне свободна от экранирования и дифракционных помех, связанных с вторичными зеркалами в других системах. Для более полной характеристики системы Гершеля следует напомнить, что она дает зеркально перевернутое изображение, в котором верх — внизу, а левая и правая стороны не повернуты. Наконец, система Гершеля описанной конструкции требует выноса фокуса за габарит трубы на расстояние, связанное не с размерами телескопа, а с расстоянием между глазом и височной костью наблюдателя.

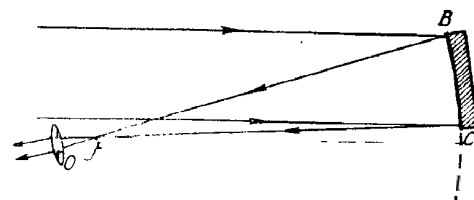


Рис. 50. Система Гершеля (классическая).

теля. В этом смысле крупные системы относительно выгоднее систем малых.

Гершель располагал фокус системы, а вместе с тем и окуляр и свою голову внутри трубы. Этим он уменьшал наклон зеркала к оси и величину aberrаций наклонных пучков. Но рекомендовать этого нельзя ни в коем случае, так как потоки теплого воздуха от головы и дыхания наблюдателя в сильнейшей степени портят качество изображения. В телескопах малого и среднего размера такое расположение головы наблюдателя привело бы, кроме того, к значительным потерям света на экранирование.

Систему Гершеля не только просто, но и с большими оптическими преимуществами можно преобразовать в менисковую систему. Как видно

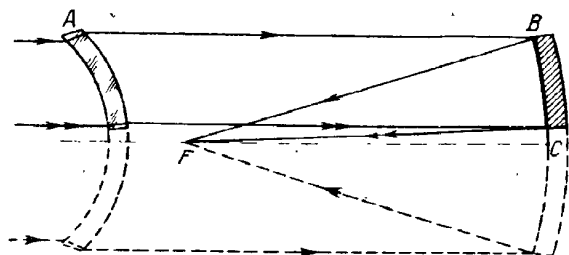


Рис. 51. Система Гершеля, преобразованная в менисковую.

из рис. 51, она является частью, выкроенной из системы «мениск — вогнутое зеркало», показанной на рисунке пунктиром, и имеет своей осью линию FC .

Если при некоторых значениях параметров основная система «мениск — вогнутое зеркало» ахроматична, апла-

натична и в значительной степени свободна от астигматизма, то тем более будет свободна от этих aberrаций выкроенная из нее часть, каковой является менисковая система Гершеля. Поэтому имеется простой путь: рассчитать систему «мениск — вогнутое зеркало» по формулам 1-й части книги, а затем выкроить из нее систему Гершеля. В aberrационном отношении она будет лучше той системы, из которой она выкроена.

Два преимущества выгодно отличают эту систему от классической системы Гершеля:

- 1) отсутствие комы и значительное уменьшение астигматизма, позволяющие стремиться к высоким светосилам и большим полям, и
- 2) сферическая оптика, обеспечивающая простое, дешевое и точное изготовление.

Если система должна быть в высокой степени ахроматичной, то мениск A (рис. 51) явится соответственно ориентированной децентрированной частью большого (пунктирного) ахроматического мениска. Но так как клинообразность такого мениска вообще достаточно мала, то она не препятствует блокировке менисков во время обработки; важно только при шлифовке создать надлежащую клиновидность мениска, а затем удержать ее в процессе тонкой шлифовки и полировки. Технологического процесса изготовления таких менисков рассматривать здесь не будем.

Если можно пожертвовать высокой ахроматизацией, то целесообразно применить концентрический мениск вместо ахроматического. Такому мениску придется придать лишь надлежащий наклон к оси системы, не заботясь о его азимутальной ориентировке относительно оси. Преимущества концентрических менисков, как и их недостатки, уже были описаны в 1-й части книги.

Так как в апланатических системах «мениск — вогнутое зеркало» расстояние d_2 больше последнего отрезка S' , то и в апланатической системе Гершеля мениск окажется позади окуляра и головы наблюдателя, что уменьшит помехи, возникающие вследствие тепла, исходящего от головы и дыхания наблюдателя.

Оставляем открытым вопрос о наилучшем наклоне оси окуляра к оси трубы. Следует полагать, что ось окуляра должна быть почти параллельна визирной линии, т. е., что потребуются окуляры преувеличенного относительного отверстия с эксцентричными зрачками выхода.

Менисковая система Гершеля может представить значительный интерес в применении к коллиматорам. Допустим, что необходимо рассчитать такой коллиматор с неретушированной оптикой при свободном отверстии $D=200$ мм и с выносом оси FC (рис. 51) за пределы действующего пучка на 20 мм, что более чем достаточно для удобного расположения мир, точек и шелей. В этом случае диаметр основной системы, из которой выкроена данная система Гершеля, окажется равным $D=(200+20)\times 2=440$ мм. По формуле (62) можно определить ее предельное относительное отверстие $A_{\text{max}}=1:3,61$, чему соответствует $f'=1588$ и действующее $A=1:7,94$. Волновые aberrации системы Гершеля для монохроматического излучения будут, конечно, меньше $1/4 \lambda$ так как система Гершеля должна быть совершеннее той предельной основной системы ($D_1=440$ и $A_1=1:3,61$), из которой она выкроена.

Количественного анализа этого вопроса автор не успел выполнить и не может указать, как далеко можно еще идти по пути увеличения светосилы рассмотренной системы Гершеля, не выходя за пределы допуска Релея ($h_{\text{max}}=0,25 \lambda$) для первоклассных визуальных систем.

Если сравнить 200-мм коллиматор в виде менисковой системы Гершеля с таким же обычным коллиматором, снабженным в лучшем случае объективом-апохроматом, то окажется, что первый вдвое короче второго, остаточный хроматизм несравнимо меньше, а стоимость значительно ниже. Система Гершеля благоприятна для коллиматора еще и в том смысле, что миры и точки помещаются вблизи выходного отверстия коллиматора: при частой их смене это освобождает экспериментатора от излишней ходьбы вдоль достаточно длинной установки.

Говоря о коллиматорах, можно добавить следующее. Осуществление менискового коллиматора весьма большого диаметра (например, $D=1000$ мм) вполне реально. Но совершенно нереаль-

¹ В настоящее время этот вопрос уже изучен.

но осуществление коллиматора с объективом того же диаметра, обеспечивающим высокое оптическое качество и практически приемлемый габарит установки.

Отсутствие флинтовой линзы в менисковых коллиматорах позволяет значительно дальше углубляться в ультрафиолетовую область спектра.

Если согласиться на незначительную ретушь зеркала системы Гершеля, то можно осуществить еще более короткофокусные совершенные коллиматоры.

На стороне менискового коллиматора все преимущества кроме одного: он боится угловых вибраций, так как одним из его элементов является зеркало. В связи с этим рассмотрим интересный практический случай. С каждым годом все больше и все чаще используют оптические методы при аэродинамических исследованиях. Желание охватить возможно большие поля требует увеличения диаметра оптики и доведения его в идеале до таких размеров, при которых возможно одновременное исследование если не целого самолета, то, во всяком случае, любой его крупной детали, или же исследование уменьшенной модели самолета достаточно крупного размера. Решить эту задачу с помощью объективов не удастся по причине чрезмерного хроматизма объективов, чрезмерных продольных габаритов установок с объективами и значительной длительности и дороговизны изготовления такой оптики.

Менисковые системы открывают возможность оделать значительный шаг вперед по пути увеличения размеров исследуемого аэродинамического поля. Но нужно помнить, что неизбежные при работе аэродинамических труб вибрации могут сильно снизить чувствительность исследований, если не принять особых мер по гашению вибраций, по крайней мере у зеркальных элементов установки. Некоторая небольшая практика, имеющаяся в этом вопросе, позволяет, впрочем, смотреть достаточно оптимистически на применение менисковых систем для аэродинамических исследований.

Коллиматорные установки можно осуществлять не только по схеме Гершеля, но и по любым другим схемам, например по схеме Кассегрена, если только не бояться небольшого экранирования центральной части поля, тем более, что при некоторых конструкциях удается уменьшить это экранирование до несущественной величины.

В заключение, в виде упражнения для читателя, предложим преобразовать систему телескопа «брахит» в менисковую, которая, подобно системе Гершеля, свободна от экранирования пучка вторичным зеркалом и, подобно системе Кассегрена или Грегори, является телеобъективной системой. В некоторых случаях «менисковые брахиты» могут представить практический интерес.

§ 17. Система Шмидта

Отличительным признаком системы Шмидта (рис. 52) является расположение апертурной диафрагмы MN в плоскости центра

кривизны O вогнутого сферического зеркала B . Поэтому оси любого из пучков, прошедших через диафрагму, совпадают с радиусами кривизны зеркала B , а фокусы этих пучков образуют геометрическое место точек FF' , являющееся сферой с центром в точке O , т. е. концентричной со сферой B , но описанной вдвое более коротким радиусом. Расстояние d между диафрагмой и зеркалом и фокусное расстояние f' связаны равенством: $d=2f'$.

Система в таком виде абсолютно свободна от комы и астигматизма и обладает указанной выше кривизной поля. Сферическая aberrация так же не исправлена, как и у вогнутого сферического зеркала с фокусом f' и с диаметром, равным диаметру диафрагмы MN , но не зеркала B , преувеличенного во избежание виньетирования в наклонных пучках.

Мы видели уже, что, например, сферическое зеркало при диаметре 100 мм и фокусном расстоянии 700 мм ($A=1:7$) является первоклассной визуальной системой с точки зрения критерия Релея. При тех же диаметре и фокусе, очевидно, будет первоклассной и система Шмидта (рис. 52) с той разницей, что она, кроме того, свободна от комы и астигматизма, но в то же время требует преувеличенной длины инструмента и диаметра вогнутого сферического зеркала B .

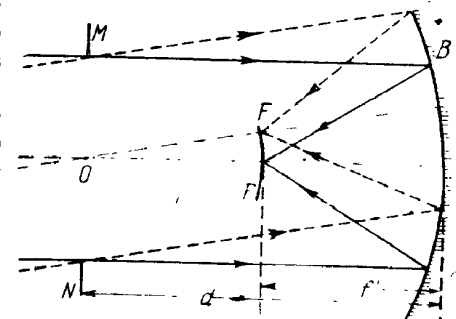


Рис. 52. Принцип системы Шмидта.

Мы также видели уже, что первоклассные фотографические системы допускают большие предельные диаметры и светосилы, нежели системы визуальные. Поэтому фотографическая система Шмидта может представить значительный практический интерес, даже если она осуществлена по схеме рис. 52; только в этом случае фотографировать надо на выпуклой пленке. Крайняя простота и дешевизна такой схемы при полном отсутствии хроматизма, комы и астигматизма и при сферической aberrации, не приводящей к снижению фотографической разрешающей силы, позволяют заключить, что схема рис. 52 еще недооценена астрономами.

Но настоящая система Шмидта, претендующая не только на исправление комы и астигматизма, но и на исправление сферической aberrации при высоких светосилах, отличается от схемы рис. 52 тем, что в плоскости диафрагмы MN в ней расположена асферическая пластина, компенсирующая сферическую aberrацию и в то же время не вносящая вредного хроматизма.

Система Шмидта в таком виде изображена на рис. 53. Она допускает значительные светосилы (1:1 и даже выше) и обеспечивает значительные поля (более 10—15°), но изготовление пластины MN сопряжено с огромными техническими трудностями.

В ГОИ, в лаборатории автора, было изготовлено несколько систем Шмидта, наибольшая из которых имела диаметр отверстия (пластины MN) около 350 мм и при относительном отверстии около 1:2 давала безупречные фотографические изображения. Насколько известно автору, эта камера Шмидта успешно применяется на обсерватории имени Энгельгардта под Казанью.

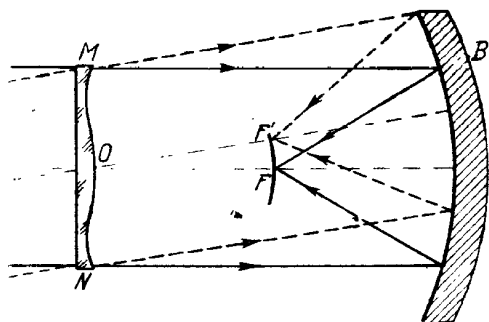


Рис. 53. Система Шмидта (общеизвестная).

Классическую систему Шмидта¹ со всеми ее достоинствами, но без существенного ее недостатка — асферической пластины — можно преобразовать в менисковую систему (рис. 54), рассчитанную так, что центры кривизны всех трех поверхностей (мениска A и зеркала B) лежат достаточно близко к некоторой точке O , в плоскости которой устанавливается апертурная диафрагма MN .

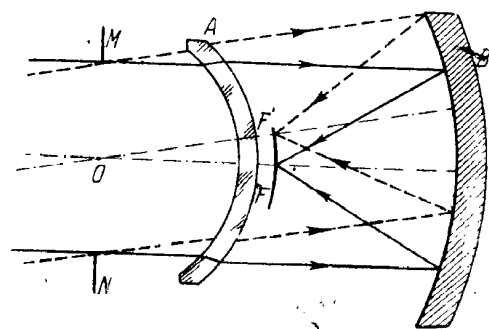


Рис. 54. Система Шмидта, преобразованная в менисковую.

Фокальная поверхность FF' приблизительно концентрична с тремя оптическими поверхностями системы. Диаметр мениска A несколько преувеличен, а диаметр зеркала B значительно преувеличен по сравнению с диаметром апертурной диафрагмы MN во избежание виньетирования. Длина трубы от диафрагмы до зеркала B приблизительно равна удвоенному фокусному расстоянию системы; но так как легкую и неотвечную диафрагму можно укрепить на трубе в виде отдельной насадки, то собственно труба камеры оказывается короче $2f'$. Этим данная система выгодно отличается от системы Шмидта.

Применяя ахроматический мениск, можно излишне хорошо ахроматизировать систему, но при этом будут остаточная кома и остаточный астигматизм. Впрочем, система Шмидта (рис. 53)

¹ Позвоительно назвать систему Шмидта классической, несмотря на ее «юношеский» возраст, так как она является блестящим разрешением задачи освобождения от всех наиболее вредных aberrаций, кроме кривизны поля.

обладает также остаточной комой и остаточным астигматизмом в связи с асферической формой пластины MN .

Если же в менисковой системе Шмидта вместо ахроматического мениска A применить мениск концентрический, то центры всех трех поверхностей можно точно совместить в точке O , и в этом случае получится исключительная возможность освободиться от всяких следов остаточной комы и остаточного астигматизма. Такая система будет изображать пространство неограниченно большого размера (теоретически до $2\beta = 180^\circ$, если не считаться с размерами мениска и зеркала и с экранирующим действием пленки) на сферическом поле, концентричном с поверхностями мениска и зеркала. При этом изображение по всему полю будет однообразно испорчено лишь сферической aberrацией и хроматизмом. Но мы знаем, в какой мере мала остаточная сферическая aberrация менисковых систем, рассчитанных соответственным образом, и как несущественен хроматизм менисков, хотя бы и концентрических.

Иллюстрируем сказанное следующим очень грубым подсчетом. Допустим, что мы проектируем фотографическую менисковую систему Шмидта с неретушированной оптикой и что диаметр отверстия системы равен 200 мм. Формула (64) определяет предельное относительное отверстие первой классной фотографической системы $A_{\max} = 1:1.44$. С переходом от ахроматического мениска, предусмотренного формулой (64), к мениску концентрическому, как мы видели раньше, получаются выигрыш в сферической aberrации и потеря в ахроматизации. Поэтому, пусть не точно, но порядком предельного относительного отверстия $A_{\max} \approx 1.4$ может быть установлен для первой классной фотографической менисковой системы Шмидта диаметром 200 мм, а такая система уже является достаточно крупной и светосильной, достижимой элементарно простыми средствами, так как вся ее оптика сферичная.

Повторяя такой же грубый подсчет для системы $D = 1000$ мм, находим, что ее можно осуществить при относительном отверстии $A_{\max} \approx 1:2.3$. Астрономов несомненно должна заинтересовать такая (или близкая к ней) система, так как при $D = 1$ м, $f' = 2.3$ м и при длине трубы (вместе с диафрагмой) около 4,6 м оптику можно выполнить сравнительно простыми средствами и обеспечить поля более десятка градусов.

Возможна и вторая разновидность схемы рис. 54 с мениском, повернутым на 180° , и с центром кривизны его поверхностей в точке O , но такая схема ничего нового, кроме значительного увеличения габаритных размеров, не дает, а потому лишена практического смысла.

§ 18. Микрообъективы

На рис. 55 изображена оптика современного сильного микрообъектива-апохромата. Конструкции объективов меньшей апертуры менее сложны, но и там нас поражает большое количество линз, разнообразие преломляющих веществ, трудность изготов-

ления и сборки в связи со склейками нескольких линз в группу, значительное количество воздушных отражений, а вместе с ними и вредных рефлексов.

Объектив, доставшийся такой дорогой ценой, оказывается все же далеко не совершенной оптической системой. Главным его дефектом является значительный остаточный хроматизм, может быть, и не слишком вредный для визуальных наблюдений, но явно вредящий фотографическим исследованиям.

Особенно неблагоприятно обстоит дело с микроσκοпированием в ультрафиолетовой области спектра, для которого даже лучшие апохроматы совершенно непригодны. Это и понятно, так как, с одной стороны, дисперсия стекол, а вместе с ней и хроматические явления в ультрафиолетовой области во много раз больше, чем в видимой области спектра; с другой стороны, стекла, даже увиолевые, пропускают лишь сравнительно близкий ультрафиолет (не далее 310—300 $m\mu$).

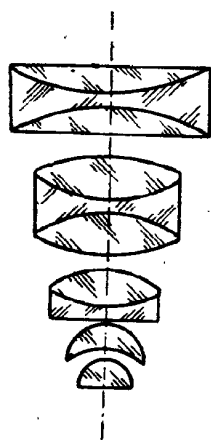


Рис. 55. Иммерсионный микроскопический объектив апохромат.

Кварцевые монохроматы разрешают задачу ультрафиолетовых исследований крайне невыгодно. Их можно использовать лишь для монохроматического излучения некоторой определенной, заданной при расчете длины волны; малейшее расширение спектрального интервала влечет за собой появление значительного хроматизма, так как монохроматы столь же неахроматичны, что и одиночные линзы.

Пройдет некоторое время, и техника, быть может, познакомится с новыми выгодными веществами, прозрачными для ультрафиолета и обладающими выгодными оптическими константами. Тогда вычислители смогут рассчитать, а оптики построить ультрафиолетовый микроскопический объектив, подобный кварц-флюоритному, только несравненно более совершенный ввиду большего разнообразия выбора веществ и оптических констант.

Но пока микроσκοпирование в ультрафиолетовых лучах в сколько-нибудь широком интервале длин волн с помощью диоптрических микроскопических объективов не разрешено. Желание проникнуть возможно дальше в область коротких волн, позволяющих повысить предел разрешающей силы микроскопа, сталкивается с ростом дисперсий веществ, что можно иллюстрировать кривой рис. 56, изображающей показатель преломления плавленого кварца как функцию длины волны λ .

Дисперсия в видимой области в интервале $\Delta\lambda = 170 m\mu$ (от C до F) в 11 раз меньше дисперсии в таком же интервале от $\lambda = 370 m\mu$ до $\lambda = 200 m\mu$ в ультрафиолетовой области. Или еще одно более разительное и более строгое сопоставление: $\frac{dn}{d\lambda}$ в ультрафиолетовой области для $\lambda = 200 m\mu$ приблизительно в 28 раз больше, чем в видимой области для $\lambda = 555 m\mu$.

Сам по себе факт значительной дисперсии веществ в ультрафиолете еще не говорит о неизбежности значительного вторичного спектра, величина которого зависит не от дисперсии веществ, а от непропорциональности хода дисперсии в веществах, из которых сделаны линзы системы. Но логика вещей указывает следующую почти неизбежную закономерность: чем быстрее возрастают функции, тем меньше вероятности в пропорциональности их роста. По этим соображениям надежды на скорый подбор выгодных для ультрафиолетовых микроскопических объективов веществ становятся весьма призрачными.

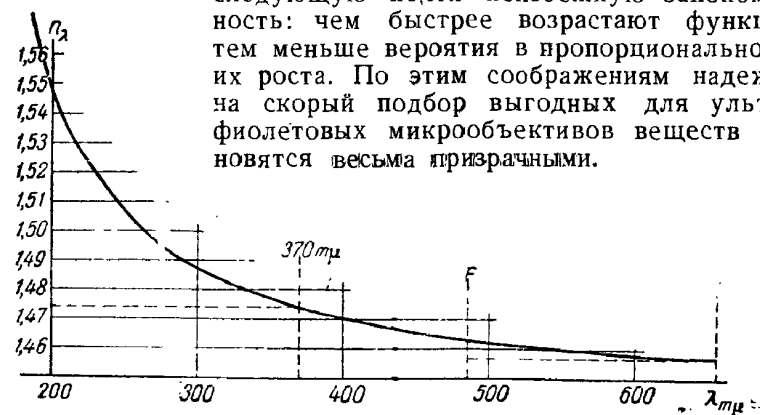


Рис. 56. Дисперсия плавленого кварца.

Об остальных хроматических помехах в микроскопических объективах по мере углубления наблюдения в ультрафиолетовую область можно сделать не менее пессимистические прогнозы.

Поэтому вполне целесообразен предложенный автором зеркальный микроскопический объектив высокой апертуры¹. Такой объектив в виде сухой системы вполне свободен от всех хроматических помех; изготовленный в виде иммерсионной системы, он не свободен лишь от хроматизма увеличения, впрочем, как и всякий иммерсионный объектив. Но последний недостаток можно исправить компенсационным окуляром, а для фотографических работ — компенсационной увеличительной системой.

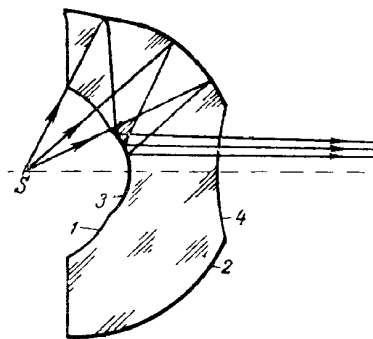


Рис. 57. Зеркальный микроскопический объектив автора.

Представление о сухом зеркальном микроскопическом объективе дает рис. 57. Такой объектив, кстати сказать, уже рассчитан в вычислительном бюро ГОИ.

Тело объектива выполнено из любого прозрачного оптически однородного вещества и, в частности, из плавленого кварца. Лучи от объекта S вступают в стекло по нормальным к поверхности 1,

¹ Д. Максудов. Патент СССР № 40859 по заявке от 13 декабря 1932 г.

так как точка S является ее центром кривизны. Поверхность 2 алюминирована и отражает лучи на алюминированную же поверхность 3. Затем отраженный пучок сходится к верхнему концу тубуса, встречая на пути свою поверхность 4, на которую он также падает нормально, так как центр кривизны этой поверхности совпадает с изображением точки S у верхнего конца тубуса.

Исправление сферической aberrации и комы достигается при сферических поверхностях 1, 3 и 4. Поверхности 2 должна быть слегка ретуширована, и то лишь в системах с апертурой выше 0,6. Но требуемая асферичность поверхности 2 настолько мала, что во многих случаях можно изготовить асферическое пробное стекло, пользуясь которым мастер будет изготавливать поверхности 2, может быть и не подозревая, что в действительности они асферические.

Преимущества такого микрообъектива очевидны: 1) как всякая зеркальная или эквивалентная ей система, микрообъектив абсолютно ахроматичен; 2) визуальные наблюдения и фотографирование в любых спектральных областях производятся при неизменной фокусировке; 3) раз изготовленный объектив не боится никаких разрегулировок во времени и не требует точной мотировки в оправе; 4) объектив обладает относительно весьма большим рабочим расстоянием; 5) хотя в нем потери света не меньше, чем в обычном сильном микрообъективе, зато вредные рефлексы сведены до минимума; 6) объектив может быть изготовлен из любого прозрачного оптически однородного вещества, что позволяет значительно расширить области его применения.

О применении зеркального микрообъектива для ультрафиолетовых исследований уже достаточно было сказано выше. Приведем другой пример: если микрообъектив изготовлен из плавленного кварца, то благодаря тугоплавкости, химической стойкости и малому коэффициенту теплового расширения кварца объектив можно применить для микроскопирования при высоких температурах. Остается неисследованным лишь не принципиальный вопрос: как лучше защитить алюминированный зеркальный слой или каким металлическим слоем его выгоднее заменить для этого случая микроскопирования.

Отрицательными сторонами зеркального микрообъектива, и то лишь в случае предельных и близких к ним апертур, являются, во-первых, чрезвычайно высокие требования точности изготовления 2 и 3 поверхностей и, во-вторых, не менее строгие требования к центрировке и соблюдению заданного расчетом промежутка.

Но требуемые точности изготовления, хотя бы и зеркальных поверхностей с внутренним отражением и хотя бы для коротких ультрафиолетовых волн, лежат все же ниже технические достижимых границ. В отношении центрировки у автора имеется благоприятный выход в виде нового технологического процесса обработки, интересного не только для данного случая, но и вообще для менисков, близких к концентрическим. Недостаток места не позволяет проанализировать особенности этого технологического процесса, начиная от своеобразной обдирки и кончая своеобраз-

ным контролем и доводкой. Возможно, зеркальные микрообъективы будут успешно конкурировать с обычными по стоимости, но не по качеству, несравнимо более высокому в зеркальных микрообъективах. Но если бы оптика и оказалась все же более дорогой, то примитивность механики и сборки, во всяком случае, способствовала бы такой конкуренции.

Схема рис. 57 допускает две дополнительные не принципиальные разновидности: 1) к поверхности 1 или к поверхности 3 при отсутствующей поверхности 1 приклеена плосковыпуклая линза, обращаящая объектив в иммерсионный; 2) вещество линзы заменено воздухом, поверхности 1 и 4 отсутствуют, а зеркала 2 и 3 алюминированы снаружи.

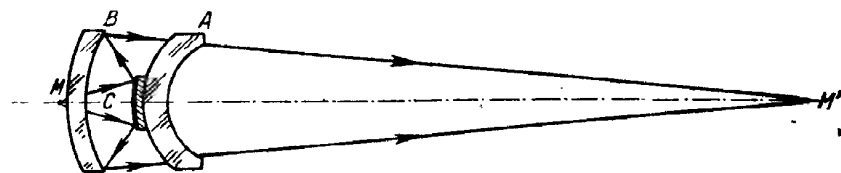


Рис. 58. Менисковый микрообъектив.

Первая разновидность указана мною в цитированном выше патенте. Вторая разновидность была применена несколько лет назад С. А. Гершгоринным, по видимому ничего не подозревавшим о моем изобретении и патенте, как это часто бывает в научно-технических и изобретательских вопросах.

Недостатками второй разновидности являются: 1) незащищенность зеркал; 2) невозможность осуществления иммерсионной системы; 3) дополнительное экранирование оправой и растяжками малого зеркала; 4) ненадежность сохранения во времени однажды осуществленной юстировки; 5) значительная сложность изготовления механической части.

Но у этой разновидности имеются и преимущества: 1) в 1,5 раза меньшая точность изготовления зеркальных поверхностей; 2) отсутствие поверхностей 1 и 4; 3) возможность осуществить юстировку и центрировку механическими приемами, а не во время изготовления оптики. Впрочем, последнее преимущество, в зависимости от точки зрения, может обратиться в недостаток.

Кроме осуществления наиболее совершенных, хотя и трудных в изготовлении зеркальных микрообъективов, возможно и другое промежуточное решение с использованием менисковых систем. Менисковые микрообъективы должны быть просты в изготовлении и в то же время обладать значительно меньшим хроматизмом, даже по сравнению с апохроматами. Можно сказать, что как менисковые телескопы в отношении хроматизма занимают промежуточное место между рефракторами и рефлекторами, примыкая близко к последним, так и менисковые микрообъективы расположатся ближе к зеркальным, нежели к линзовым микрообъективам.

Для упрощения рассуждений допустим, что менисковая система (рис. 58) состоит из трех элементов: A , B , C и что M — точка

предмета, а M' — ее изображение в конце тубуса. Так как длина тубуса в десятки раз больше диаметра микрообъектива, то на всякий микрообъектив, и в частности на менисковый, можно смотреть в первом приближении, как на перевернутый светосильный объектив телескопа. Это позволит использовать формулы 1-й части книги для грубого подсчета свойств и характеристик менискового микрообъектива, без выполнения более точных исследований.

Допустим, что действующее отверстие системы рис. 58 равно 4 мм, после чего формула (62) определит предельное относительное отверстие первоклассной визуальной системы в виде:

$$A_{\max} = 1 : 1,27.$$

Если зеркало C взять плоской формы, то апертура сухого микрообъектива окажется близкой к 0,4, а фокусное расстояние близким к 5 мм. В этом случае экранирование лучка зеркалом C будет обязательно больше 50% (по диаметру), а потери на экранирование больше 25%.

Если зеркало взять выпуклым или вогнутым, то соответственно апертура объектива уменьшится или увеличится, а потери на экранирование, наоборот, уменьшатся или увеличатся.

Формула (62), которой мы воспользовались, была выведена при некоторых строгих ограничительных условиях. Если от них отступить, увеличив, например, относительную толщину мениска, то можно еще несколько повысить предельную апертуру. Наконец, уменьшая диаметр системы, если только не бояться миниатюрности оптики и трудности ее изготовления, можно еще повысить предельную апертуру. Осторожнее все же будет сказать, что менисковые системы пригодны для микрообъективов с апертурами не выше 0,4. Чем меньше апертура, тем выгоднее используется менисковый микрообъектив и тем проще его конструкция. Так, микрообъектив малой апертуры можно не только снабдить выпуклым зеркалом C (рис. 58), но и использовать для зеркала C внутреннюю поверхность мениска, как это уже было сделано в системах Кассегрена; конструкция и изготовление такого объектива окажутся простыми, а экранирование будет малым.

Можно рекомендовать выпуск набора слабых и средних менисковых микрообъективов с апертурами от 0,05 до 0,4, которые должны успешно конкурировать и по стоимости и, тем более, по качеству с обычными слабыми и средними микрообъективами и особенно в тех случаях, когда исследование охватывает широкие спектральные интервалы.

Здесь не анализируются детальные схемы и конструкции менисковых микрообъективов. Их можно придумать очень много: и с воздушным отражением и с отражением внутри вещества; и стеклянные и кварцевые; и с плоским и с выпуклым и с вогнутым вторичным зеркалом; и сухие и иммерсионные, повышающие апертуру от $\sim 0,4$ до $\sim 0,6$; и со сферической оптикой и с ретушированным под асферическую пробу зеркалом B , значительно повышающим предельную апертуру; и с большим и с малым рабочим

расстоянием; рассчитанных и на большую и на малую длину тубуса, и т. д.

Короче говоря, менисковые системы открывают широкое поле для вычислителей и конструкторов-микроскопистов, если только не иметь предубеждения к этим системам.

Схема рис. 58 может служить в качестве конденсора для освещения светлого поля микрообъективов средней апертуры и для освещения темного поля микрообъективов средней и малой апертуры.

§ 19. Телеобъективы

Обычный телеобъектив (рис. 59) состоит из двух элементов: положительного A и отрицательного B .

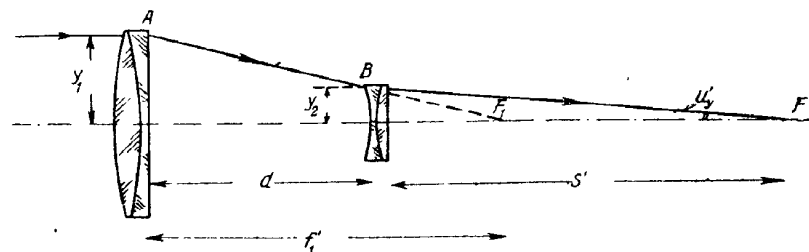


Рис. 59. Телеобъектив.

Фокус положительного элемента в точке F_1 , а фокусное расстояние равно f_1' . Фокус всей системы в точке F , а фокусное расстояние вычисляется по знакомой уже формуле:

$$f_y' = \frac{y_1}{\sin U_y'}$$

Фокусное расстояние системы и последний отрезок для параксиальных лучей определяются по формулам:

$$\left. \begin{aligned} f' &= \frac{f_1' f_2'}{f_1' + f_2' - d} \\ S' &= \frac{f_2' (f_1' - d)}{f_1' + f_2' - d} \end{aligned} \right\} \quad (79)$$

если f_1' и f_2' — фокусное расстояние положительного и отрицательного элементов, взятые со своим знаком, и если d — расстояние между ними (элементы предполагаются бесконечно тонкими).

Отношения:

$$p = \frac{f'_1}{f'_1 - d} = \frac{y_1}{y_2} \quad (80)$$

и

$$q = \frac{f'_2}{f'_1 + f'_2 - d} \quad (81)$$

хорошо характеризуют телеобъективную систему. Первое отношение позволяет приблизительно определить диаметр отрицательного элемента, если известен диаметр элемента положительного, а второе характеризует увеличение фокусного расстояния системы по сравнению с фокусным расстоянием положительного элемента, так как из выражений (79) и (81) следует, что:

$$f' = f'_1 \cdot q. \quad (82)$$

Телеобъективы преследуют единственную цель: сделать длину камеры меньше фокусного расстояния системы. Но эта цель достигается ценой введения лишней оптической системы B , а вместе с тем дополнительных потерь света и рефлексов, ценой увеличения остаточных aberrаций, и прежде всего хроматизма, и ценой повышения точности изготовления механики, выполнения пригонки и юстировки. Если укорочение габарита по сравнению с фокусом происходит всего лишь в 1,5 или даже 2 раза, то нет особого смысла портить оптические свойства системы и усложнять ее производство, проектируя ее в виде телеобъективной. Обычная система того же фокуса и той же светосилы, что и телеобъектив, будет в оптическом отношении всегда более совершенной.

Допустим, что фокусные расстояния f'_1 и f'_2 соответствуют лучу некоторой длины волны λ_0 . Тогда для другой длины волны λ в силу неизбежного вторичного спектра фокусные расстояния обратятся в $(f'_1)_\lambda$ и $(f'_2)_\lambda$, причем

$$\left. \begin{aligned} (f'_1)_\lambda &= f'_1(1 + k_1) \\ (f'_2)_\lambda &= f'_2(1 + k_2) \end{aligned} \right\} \quad (83)$$

где k_1 и k_2 — некоторые коэффициенты, определяемые из закона вторичного спектра и характера ахроматизации элементов A и B . Если оба элемента телеобъектива ахроматизированы одинаково, что вполне естественно и рационально, то коэффициенты k_1 и k_2 уравниваются и обращаются в k , после чего

$$\left. \begin{aligned} (f'_1)_\lambda &= f'_1(1 + k) \\ (f'_2)_\lambda &= f'_2(1 + k) \end{aligned} \right\} \quad (84)$$

Поэтому величины f'_λ и S'_λ для длины волны λ примут следующий вид согласно формулам (79) и (84) и в связи с малостью коэффициента k :

$$f'_\lambda = f' \left[1 + k \frac{(f'_1 + f'_2 - 2d)}{(f'_1 + f'_2 - d)} \right]. \quad (85)$$

$$S'_\lambda = S' \left[1 + k \frac{f'_1 f'_2 + (f'_1 - d)^2}{(f'_1 + f'_2 - d)(f'_1 - d)} \right]. \quad (86)$$

Зависимость фокусного расстояния от длины волны приводит к хроматизму увеличения, который может быть выражен на основании формулы (85) как

$$\frac{f'_\lambda - f'}{f'} = k \frac{(f'_1 + f'_2 - 2d)}{(f'_1 + f'_2 - d)}. \quad (87)$$

Зависимость последнего отрезка от длины волны приводит к хроматизму положения, который можно выразить на основании формулы (86):

$$S'_\lambda - S' = kf'_2 \frac{[f'_1 f'_2 + (f'_1 - d)^2]}{(f'_1 + f'_2 - d)^2}. \quad (88)$$

У обычного бесконечно тонкого объектива с тем же фокусом f' и с той же ахроматизацией, что и телеобъектив, хроматизм увеличения и хроматизм положения выразятся следующими простыми формулами:

$$\left. \begin{aligned} \frac{f'_\lambda - f'}{f'} &= k \\ S'_\lambda - S' &= kf' \end{aligned} \right\} \quad (89)$$

На следующем частном примере убедимся, во сколько раз двухлинзовый тонкий объектив совершеннее эквивалентного телеобъектива в отношении хроматизма увеличения и хроматизма положения. Пусть у телеобъектива

$$f'_1 = 100; \quad p = 4; \quad q = 3. \quad (90)$$

Тогда с помощью формул (80), (81) и (79) определяем:

$$d = 75; \quad f'_2 = -37,5; \quad f' = +300. \quad (91)$$

Хроматизм увеличения и хроматизм положения такого телеобъектива вычисляется по формулам (87) и (88) в следующем виде:

$$\frac{f'_\lambda - f'}{f'} = 7k. \quad (92)$$

$$S'_\lambda - S' = 750k. \quad (93)$$

Для эквивалентного тонкого двухлинзового объектива с фокусом $f' = 300$ определяем те же величины по формуле (89) в виде:

$$\left. \begin{aligned} \frac{f'_A - f'}{f'} &= k \\ S'_A - S' &= 300k \end{aligned} \right\} \quad (94)$$

Сравнение выражений (92), (93) и (94) показывает, что в телеобъективе хроматизм увеличения повышен в 7 раз, а хроматизм положения — в 2,5 раза против тех же aberrаций обычного объектива.

Теперь обратимся к особому случаю телеобъектива, в котором положительный элемент A (рис. 59) абсолютно ахроматичен, например — это зеркало. Второй же отрицательный ахроматизированный элемент B оставлен без изменения.

Для этого случая нетрудно переписать формулы (87) и (88) в следующем виде:

$$\frac{f'_A - f'}{f'} = k \frac{(f'_1 - a)}{(f'_1 + f'_2 - a)} \quad (95)$$

$$S'_A - S' = kf'_2 \frac{(f'_1 - a)^2}{(f'_1 + f'_2 - a)^2} \quad (96)$$

Если разделить выражения (87) и (88) соответственно на выражения (95) и (96), то получатся некоторые коэффициенты t_1 и t_2 , показывающие, во сколько раз уменьшается хроматизм увеличения и хроматизм положения телеобъектива при замене в нем ахроматизированного линзового положительного элемента A элементом, абсолютно ахроматичным, например зеркальным. Определяем коэффициенты t_1 и t_2 :

$$t_1 = 1 + \frac{(f'_2 - a)}{(f'_1 - a)} \quad (97)$$

$$t_2 = 1 + \frac{f'_1 f'_2}{(f'_1 - a)^2} \quad (98)$$

Как и следовало ожидать, коэффициент k выпал из последних формул.

Для частного примера (90) и (91) формулы (97) и (98) дают значения коэффициентов:

$$t_1 = -3,5,$$

$$t_2 = -5,0.$$

Это значит, что при замене линзового положительного элемента A зеркальным хроматизм увеличения и хроматизм положения численно уменьшились в 3,5 и в 5 раз, изменив свои знаки на обратные.

Так как менисковые системы несравнимо ахроматичнее линзовых объективов и в этом смысле близки к чисто зеркальным системам, то в телеобъективах, одним из главных зол которых является повышенный хроматизм, вполне естественно и рационально заменить положительный линзовый элемент A эквивалентной менисковой системой.

Если при этом оставить без изменения отрицательный элемент B , то все же произойдет уменьшение хроматизма в несколько раз.

Можно указать по крайней мере на две рациональные схемы таких телеобъективов. Одна из них, изображенная на рис. 60, аналогична системе

Ньютона с удлиняющей фокус линзой D (рис. 42). Только в этом случае применяют не склеенный апланатический ахроматический мениск, а более сложную систему D , или, во всяком случае, систему, рассчитанную из предположения более значительного удлинения фокуса и удовлетворительного исправления не только комы, но и астигматизма и кривизны поля.

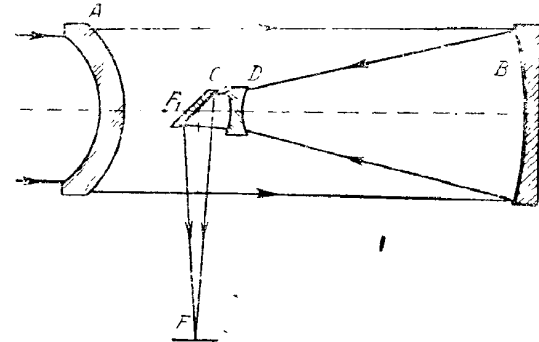


Рис. 60. Менисковый телеобъектив (1-й вариант).

Схема рис. 60 предназначена для сравнительно светосильных телеобъективов. Кассета в плоскости фокуса системы F может оказаться достаточно далеко вынесенной за габарит трубы, а потому у прибора появляется некоторая перископичность.

Для малосветосильных телеобъективов с большим укорочением трубы можно рекомендовать вторую схему (рис. 61), представляющую собой систему Кассегрена ABC , изображающую часть пространства в своей фокальной плоскости F_2 , расположенной внутри трубы.

Система Кассегрена, как мы знаем, является отличным телеобъективом с большим укорочением трубы. Однако нельзя расположить пластину в плоскости фокуса F_2 , так как она будет затенена и совершенно завуалирована паразитными лучами, проходящими через мениск в наклонных направлениях. Поэтому вблизи отверстия в зеркале B располагаем систему D типа репродукционного объектива, назначение которой перенести изображение из F_2 в окончательный фокус системы F с попутным удлинением фокуса или без такового и с возможным исправлением aberrаций наклонных пучков.

В некоторой плоскости $d-d$ репродукционный объектив D изображает зеркало C . В этой плоскости поместим вещественную диафрагму соответственного диаметра, назначение которой — отсекайть лучи паразитной засветки.

Расчет зеркально-менисковой части такой системы (без репродукционного объектива) был приведен в § 15 (формула 77).

Наконец, мыслима чисто зеркально-менисковая схема телеобъектива, ахроматичного в высшей степени. Так как такая схема

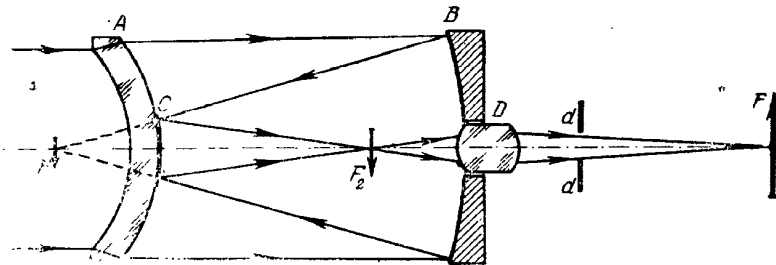


Рис. 61. Менисковый телеобъектив (2-й вариант).

не подвергалась пока сколько-нибудь серьезному исследованию, то будем говорить о ней очень осторожно и предположительно. Представить ее можно, например, в виде схемы рис. 62, состоя-

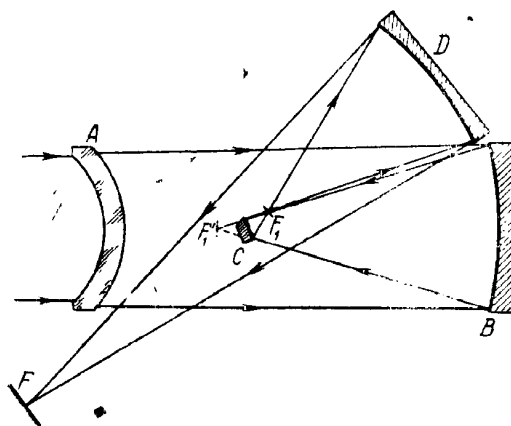


Рис. 62. Менисковый телеобъектив (3-й вариант).

щей из первичного вогнутого сферического зеркала B , такого же вторичного зеркала D несколько меньшего диаметра, диагонального зеркальца C и мениска A , компенсирующего сумму aberrаций двух вогнутых зеркал B и D . Ход лучей и получение окончательного изображения в плоскости фокуса F показаны на рис. 62.

Диагональное зеркальце C ломает ось не обязательно под прямым углом; с конструктивной стороны иногда оказывается более выгодным сломать ось под острым углом, что было, например, применено автором в 1936 и в 1937 гг. при проектировании анаберрационных телескопов для Сталинабадской и Ереванской обсерваторий.

§ 20. Длиннофокусные прожекторы и маяки

Оптика современного прожектора (рис. 63) состоит из защитного стекла A и параболического мениска B приблизительно постоянной толщины, посеребренного сзади. В фокусе F расположен источник света возможно большей поверхностной яркости.

При заданном зеркале прожектора и при заданной поверхностной яркости источника чем больше площадь светящейся поверхности последнего, тем это выгоднее, так как возможно осветить больший телесный угол. Поэтому совершенно ошибочно стремиться к источникам, возможно более приближающимся к точечным.

Однако увеличение светящейся поверхности источника при заданной поверхностной яркости и трудно осуществить технически и требует потребления значительно больших мощностей, т. е. является препятствием технического и экономического характера. Но, кроме того, несовершенная оптическая система в виде одиночного параболического зеркала в сильнейшей степени страдает aberrацией комы, все равно не позволяющей с выгодой применить достаточно протяженный источник света. По этим соображениям в прожекторах довольствуются источниками света малой протяженности.

Если откинуть некоторые дополнительные соображения, то дальность действия прожектора при заданной поверхностной яркости источника зависит только от диаметра параболического зеркала. Телесный угол освещаемого пространства при заданных размерах светящейся поверхности источника зависит, таким образом, только от фокусного расстояния зеркала.

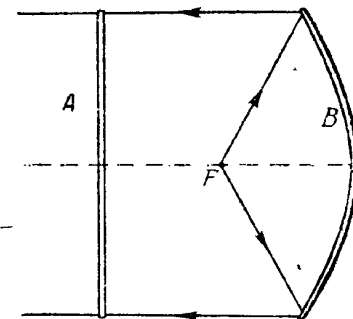


Рис. 63. Оптическая часть обычного прожектора.

Поэтому понятию стремление прогрессивного увеличения диаметров и углов охвата в параболических зеркалах прожекторов. Но на пути увеличения диаметра стоит ряд трудностей экономического, технического и тактического характера, ставящих некоторый рациональный для сегодняшнего дня предел диаметра. Увеличение угла охвата делает зеркало более трудоемким, приводит к снижению точности фактически получаемых поверхностей и, наконец, что особенно важно, ведет к катастрофическому росту комы, заставляющей уменьшать размеры источника света или плохо его использовать. Поэтому эффект большого угла охвата в значительной степени обращается в фикцию. Прожекторы с большим углом охвата требуют, кроме того, повышенной точности установки источника света на оси параболоида и в его фокусе и очень чувствительны даже к небольшим смещениям в пространстве горячей вольтовой дуги. В этом смысле для них более рациональны лампы сверхвысокого давления.

Все сказанное позволяет сделать тот практический вывод, что даны два прожектора с зеркалами одинакового диаметра и одинаковыми источниками света, причем один прожектор короткофокусный, а другой длиннофокусный, то преимущество дальности действия будет на стороне длиннофокусного прожектора.

Так как оптику длиннофокусного прожектора можно точнее и дешевле выполнить, то можно пойти на некоторое увеличение диаметра зеркала и тем самым еще дополнительно выиграть в дальности действия.

Длиннофокусный прожектор с обычными источниками света (дугами) пригоден лишь для тех случаев, в которых допустимо освещение сравнительно небольшого телесного угла. Таким характерным случаем является морской маяк, назначение которого — обводить горизонт сравнительно узким лучом при возможно большей дальности действия. Так как маячные установки стационарны и так как морской горизонт прямолинеен, то при техническом осуществлении надежной маячной сигнализации узким лучком не встретится особых трудностей.

Если отойти от мало оправданной, но крепко укоренившейся традиции применения френелевских систем в маячных установках, то наилучшим прожектором для маяка явится длиннофокусный.

Теперь допустим, что в прожекторе каким-то образом удалось исправить или уменьшить кому. В этом случае применение протяженных источников света прежней поверхностной яркости позволит заметно увеличить освещаемый телесный угол без потери дальности действия. Хотя остаются в силе технико-экономические осложнения применения таких источников, но главное принципиальное оптическое препятствие — кома — оказывается устраненным или уменьшенным.

На основе всех этих рассуждений попробуем применить для прожектора менисковую систему, в которой, как мы знаем, кома может быть исправлена полностью или хотя бы частично, а все оптические поверхности могут иметь сферическую форму. Уменьшение или устранение комы позволит либо применить более протяженные источники света, увеличивая освещаемый телесный угол, либо при обычных источниках света продуктивнее использовать энергию, падающую на внешние зоны прожектора, и тем содействовать повышению дальности действия.

Замена параболических поверхностей сферическими революционизирует все производство прожекторной оптики. Там, где при обычной системе прожекторов производили единицы чрезвычайно трудоемких зеркал, вдобавок низкого оптического качества, теперь можно выпускать десятки систем, высокое оптическое качество которых обеспечивается в производстве почти автоматически.

Где прежде умещался один станок чрезвычайно сложной и дорогой конструкции и крайне непроизводительный в работе, теперь можно разместить по крайней мере два станка очень простой, дешевой и неприхотливой конструкции, работающих значительно более производительнее, так как сферы обрабатываются одновременно почти по всей поверхности, а параболоиды — по линиям.

К сожалению, менисковые системы не позволяют осуществить прожектор с особенно большим углом охвата порядка 120° , как это имеет место в существующих прожекторах, но угол охвата, близкий к 90° , вполне достижим в менисковых прожекторах, хотя и за счет некоторых ухищрений.

Одна из возможных схем менискового прожектора, представленная на рис. 64, состоит из мениска A и сферического зеркала B с задним серебрением и обычной защитой серебряного слоя.

Мениск A , выполняющий роли компенсатора сферической аберрации и защитного стекла, в случае надобности можно набирать из отдельных секторов, так же как это делается с защитными стеклами обычных прожекторов.

Как видим, число поверхностей и потери света те же, что и в обычном прожекторе. Мениск A несколько толще обычного защитного стекла, но не намного.

С технико-экономической стороны можно сделать следующие выводы:

1. Изготовление секторов мениска труднее, хотя и незначительно, изготовления плоскопараллельных секторов защитного стекла.

2. Изготовление сферического зеркала — мениска B — несравненно легче, дешевле и точнее изготовления параболического зеркального мениска.

3. Если выдерживать заданные толщины, контролировать центровку и поддерживать у грибов и чаш заданные радиусы, то аберрации будут настолько близки к теоретическим, что отпадет необходимость контроля формы поверхностей.

4. Качество стекла для мениска и сферического зеркала требуется то же, что для защитного стекла и параболического зеркала существующих прожекторов. Расход стекла будет несколько больше.

5. В связи с большей длиной менискового прожектора его механика будет тяжелее и обойдется несколько дороже.

6. Производительность шлифовки и полировки во много раз повысится при меньшем расходе абразивов и более низкой квалификации рабочих.

7. Работа станков потребует больших мощностей моторов в связи с обработкой по большим поверхностям и присасыванием шлифовальников, но затраты энергии на один комплект оптики будут меньше ввиду значительно более коротких сроков производственной обработки.

Для повышения угла охвата (светосилы) прожектора можно пойти на следующие ухищрения.

1. Мениск A преобразовать в рассеивающий, лежащий за границей области концентрических менисков, что приведет к несущественному для прожектора накоплению хроматизма, но значительно повысит η , т. е. его компенсирующую способность (см. рис. 4).

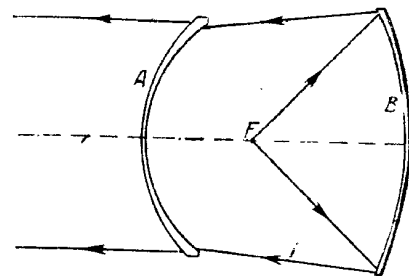


Рис. 64. Менисковый прожектор.

2. Зеркальный мениск B выполнить слегка рассеивающим, т. е. уклоняющимся в сторону манженковского зеркала так, чтобы края мениска оказались лишь немногим толще центра. Это позволит повысить его компенсирующую силу без введения вредного для работы прожектора хроматизма.

Так, вводя некоторый хроматизм и некоторое утолщение краев мениска и зеркала, однако несравненно меньше, чем в манженковском зеркале, мы заметно повышаем светосилу системы при заданной величине остаточной сферической aberrации. Если применение зеркала Манжена теряет всякий практический смысл не только при крупных, но даже и при средних размерах, то менисковый прожектор с несколько перскорректированным хроматизмом является технически и практически рациональным даже при больших поперечниках.

Задавшись разумным предельным хроматизмом и предельной остаточной сферической aberrацией, можно рассчитать прожектор с повышенным углом охвата при малых толщинах мениска и зеркала.

Так, у системы $D=1000$ мм при фокусе около 670 мм угол охвата более 90°, а остаточная сферическая aberrация $\Delta \eta_{\max}$ около 10', при этом толщина мениска и зеркала в центре равна 10 мм, а на краю не превышает 20 мм, т. е. двойной толщины центра. Комы системы, как показали тригонометрические расчеты, оказываются достаточно хорошо исправленной, что совершенно недостижимо в обычных прожекторах с параболическими зеркалами.

Длиннофокусные прожекторы, маячные и другие светосигнальные установки и приборы можно с успехом выполнять в виде менисковых систем. Их качество будет весьма высоким, стоимость оптики — низкой, а необходимое для их изготовления заводское оборудование — элементарно простым.

§ 21. Некоторые лабораторные приборы

Перечислим только самый ограниченный круг приборов, чтобы показать, с какой пользой можно применить менисковые системы в лабораторных или контрольных приборах.

А. Спектрографы

Вторичный спектр коллиматора спектрографа приводит к самым неприятным последствиям: из коллиматора в лучшем случае могут выйти параллельными лучки только для двух длин волн; лучи всех других длин волн выйдут либо слабо сходящимися, либо слабо расходящимися пучками. Но такие пучки должны дальше упасть под большими углами на грани призм, что неизбежно приведет к значительным aberrациям наклонных пучков, и изображение в этих частях спектра резко испортится. Строго говоря, для каждого спектрального участка пришлось бы делать перефокусировку щели коллиматора, что при одновременном фотографировании спектра невозможно.

Не меньшим злом спектрографов является значительная сферохроматическая aberrация, но не коллиматора (достаточно длиннофокусного), а камеры (достаточно светосильной).

Сферохроматическая aberrация камеры позволяет, строго говоря, получить резкое изображение спектральной линии только для одной некоторой длины волны λ_0 , принятой вычислителями при исправлении сферической aberrации.

Чем больше удаляться в обе стороны по спектру от λ_0 , тем больше будет размытость спектральных линий.



Рис. 65. Менисковый спектрограф.

Остаточная сферическая aberrация либо не позволяет осуществить светосильный объектив камеры, либо чрезвычайно усложняет конструкцию светосильного объектива, требующего большого числа поверхностей, обуславливающих большие потери света и вредные рефлексy, вуалирующие спектр.

Спектрографы представляют собою чуть ли не единственный оптический прибор, почти безразличный к астигматизму, так как при соответственной фокусировке астигматизм приводит только к растяжению спектральных линий, не влияя на резкость контуров.

С кривизной поля в спектрографах можно бороться, располагая фотопленку по кривизне поля в специально рассчитанных пленочных рамках.

Так как камера по природе своей должна быть светосильной и так как конструкторы из габаритных соображений стремятся по возможности укоротить и коллиматоры, то оптическое качество реальных спектрографов недостаточно высоко, если только говорить о сравнительно светосильных спектрографах и о работе их в сравнительно широком спектральном интервале.

Поэтому применение менисковых систем в спектрографах вполне желательно и в высокой степени рационально.

Можно представить себе большое число схем спектрографов с менисковой оптикой, из которых в виде иллюстрации приведем только две.

Спектрограф (рис. 65) состоит из коллиматора А, призматической или иной системы В и камеры С.

Коллиматор А можно осуществить в виде менисковой системы Гершеля: щель 1 при помощи диагонального зеркальца 2 или без

него посылает лучи на вогнутое сферическое зеркало 3, ахроматический децентрированный мениск 4 выводит из коллиматора достаточно строго параллельные пучки в широком спектральном интервале.

Камеру С можно осуществить в виде системы «мениск—вогнутое зеркало», состоящей из ахроматического мениска 5 и вогнутого сферического зеркала 6. В фокусе 7 получается стигматичное изображение для лучей некоторой длины волны λ_0 . Так как кома исправлена, а астигматизм несущественен, то пленку следует расположить по кривизне поля меридианальных лучей, чтобы получить резкое изображение для всего спектра. Специальная узкая рамка воспроизводит эту кривизну, защищает пленку от засветки паразитными лучами (идущими на рисунке сверху) и направляет по заданной кривизне пленку, наматываемую в частном случае на барабаны 8 для быстрой осуществления повторных съемок.

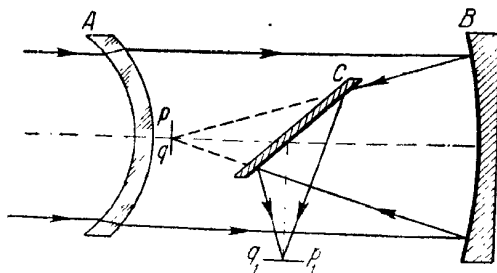


Рис. 66. Камера светосильного менискового спектрографа.

Так как для получения спектра достаточно очень узкая пленка и рамка, то экранирующее действие рамки будет невелико, а дифракционные помехи безвредны. Дифракционные лучи вызовут при такой конструкции лишь растяжение спектральных линий, не снижая их резкости и не вуалируя спектра.

Не меньший интерес представляет камера (рис. 66), являющаяся менисковой системой Ньютона ABC со сравнительно узким, но длинным диагональным зеркалом С, переносящим спектр $p-q$ в положение q_1-p_1 , вынесенное за габарит камеры. Такое диагональное зеркало экранирует не больше, чем рамка предыдущей схемы, и в то же время выносит кассетную часть за габарит камеры, что позволяет производить визуальное наблюдение спектра и визуальную фокусировку.

Сложный параллельный пучок, вышедший из коллиматора (рис. 65), разделяется на первой поверхности первой призмы на ряд элементарных монохроматических параллельных пучков различного наклона к оси. Вот почему размеры призм последовательно возрастают, а диаметры мениска и зеркала камеры преувеличены против диаметра элементарного пучка.

Используя это свойство, можно выполнить оптику камер (рис. 55 и 56) по схеме системы Шмидта, т. е. поверхности мениска и зеркала сделать концентричными с центром кривизны в плоскости изображения через систему призм поверхности первой призмы, являющейся входным зрачком для камеры. Возможно и иное расположение входной диафрагмы.

При этом получаются все преимущества менисковой системы Шмидта большой светосилы и большого поля (кривого) с той разницей, что хроматизм концентрического мениска в камере спектрографа совершенно нестрашен, а габарит прибора может не увеличиться, так как расстояние между входной диафрагмой и мениском может оказаться заполненным призмами. В таком виде можно осуществлять сверхсветосильные спектрографы большой дисперсии с охватом больших спектральных интервалов. Применяя призмы из специальных веществ и кварцевую оптику коллиматора и камеры, можно идеально разрешить проблему ультрафиолетового спектрографа.

Б. Прибор автора для исследования формы плоскостей и цилиндров¹

Серия таких приборов (рис. 67) была изготовлена в ГОИ несколько лет назад и оказалась очень важной и ценной для точной металлообрабатывающей промышленности.

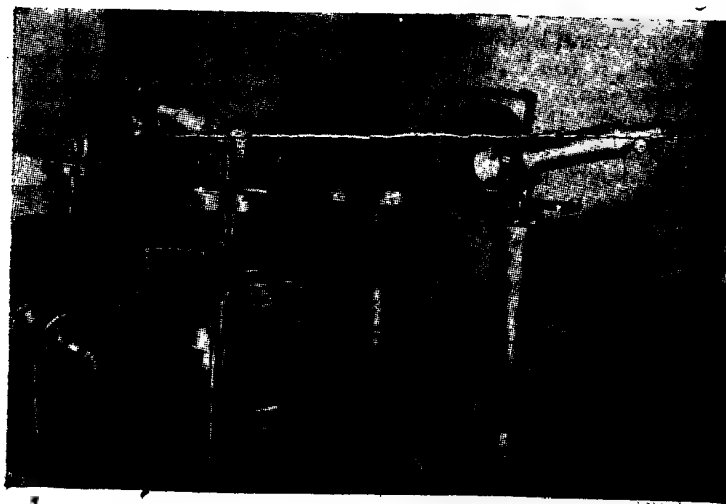


Рис. 67. Прибор автора для исследования формы плоскостей и цилиндров.

Коллиматор служит для направления параллельного пучка на исследуемое изделие, а труба — для наблюдения происшедших искажений отраженного пучка, по которым однозначно определяются ошибки формы исследуемой поверхности или образующей цилиндра.

Но этот прибор, как и всякий прибор с ахроматическими объективами, имеет значительную длину при значительном вторичном

¹ Д. Максотов, Метод наклонных пучков, Журнал оптико-механической промышленности № 5, 1949 г.

спектре и при небольшом диаметре объектива. Так, у данного прибора следующие основные характеристики:

$$D = 75,$$

$$f' = 640,$$

$$A = 1:8,5.$$

Вторичный спектр настолько еще велик, что сильно снижает чувствительность исследований и точность измерений, а потому приходится пользоваться довольно узким светофильтром, поглощающим большую часть световой энергии, что в свою очередь снижает чувствительность или требует некоторого затемнения помещения при теневых исследованиях.

Малый диаметр объективов при значительном габарите прибора ставит сравнительно низкий предел чувствительности ($\pm 0,7 \mu$ при длине исследуемого изделия 1000 мм) и не позволяет успешно применить прибор к исследованию длинных изделий, например станин длиной 10—30 м.

Поэтому реконструкция прибора по схеме менисковых систем весьма желательна и позволит решать такие задачи (в смысле длины изделий и точности измерения ошибок), которые совершенно недоступны для приборов с ахроматическими объективами.

Для коллиматора и трубы можно было бы использовать менисковую систему Гершеля, но в этом случае выигрыш в габарите будет не очень велик, хотя и повысится ахроматичность изображений. Поэтому можно посоветовать для преобразованного прибора схему (рис. 68), имеющую лишь тот недостаток, что центральная часть поля зрения (менее $1/4$ по диаметру) оказывается закрашенной и нерабочей. В большинстве практических случаев с этим недостатком можно мириться и умело обходить его, децентрируя исследуемое изделие относительно оси пучка лучей.

Прибор состоит из коллиматора *A* и трубы *B*, вращаемых вокруг вертикальных осей *O* и вокруг горизонтальных осей *a—a* и *b—b*. Оформление механической части, близкое к изображенному на рис. 67, нас сейчас не интересует.

Оптическая схема складывается из следующих элементов. Источник света *1* в виде автомобильной лампы с помощью системы *2* засвечивает точечное или щелевидное отверстие *3*, приводимое в фокус коллиматора. Диагональное зеркальце *4* изламывает ось под прямым углом, и после отражения лучей от зеркала *5* и прохождения через ахроматический мениск *6* образуется параллельный пучок, направляемый на исследуемое изделие. Таким образом коллиматор может представить собою первоклассную менисковую систему Ньютона предельного диаметра или светосилы с неретушированным (в общем случае) или ретушированным (в частном случае) зеркалом.

Отраженный от изделия пучок падает на ахроматический мениск *7* трубы, далее на вогнутое сферическое зеркало *8* с центральной дырой, затем на выпуклое зеркальце *9* и образует изо-

бражение *10* вне трубы, которое исследуется либо теневым методом с помощью ножа *11*, либо с помощью окуляра *12*. Таким образом труба может представить собою менисковую систему Кассегрена с теми же оговорками, которые были сделаны для коллиматора.

Ни в коллиматоре, ни в трубе не требуется хорошего исправления комы, а важен только стигматизм и ахроматизм, так как используемые поля, даже в случае щели, чрезвычайно малы. Поэтому расстояние *d*, между мениском и зеркалом можно выбирать не из условий апланатизма, а из чисто конструктивных соображений.

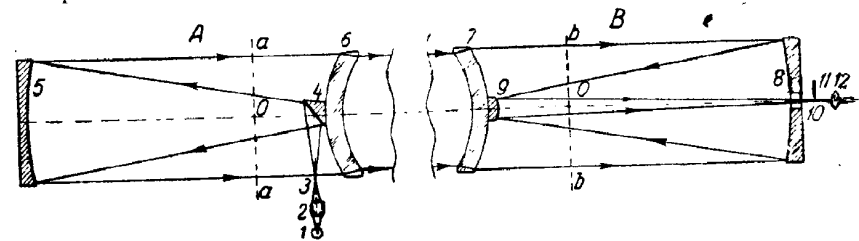


Рис. 68. Менисковый прибор для исследования формы плоскостей и цилиндров.

На рис. 68 обе половины прибора изображены в виде двух различных оптических систем, хотя с экономической и производственной точек зрения, конечно, выгоднее сделать обе половинки с одинаковой основной оптикой и механикой. Таким образом наше усмотрение предоставляется выбор между системой Ньютона и системой Кассегрена.

В случае коллиматора нет сколько-нибудь серьезных оснований предпочитать одну систему другой, так как даже длина труб у обеих систем выходит почти одинаковой. Можно указать два основания, по которым можно предпочесть систему Кассегрена для коллиматора: 1) выпуклое зеркальце системы Кассегрена легче изготовить, отцентрировать и закрепить на мениске, чем плоское диагональное зеркальце системы Ньютона; 2) так как система Кассегрена является телеобъективом с большим удлинением фокуса, то для нее потребуются относительно более крупные точечные отверстия и более широкие щели, которые легче сделать и которым не страшна пыль.

Выбор схемы для трубы более серьезен. Труба, сделанная по схеме Кассегрена, обладает следующими преимуществами.

1. При длинном фокусе можно значительно грубее измерять продольные перемещения ножа и окуляра, чем при светосильной системе Ньютона, требующей высоких точностей измерений продольных перемещений; поэтому кремальерное устройство и отсчет по шкале могут быть сравнительно грубыми, хотя и требующими значительных перемещений.

2. Наблюдать изделие в направлении оси прибора удобнее, чем под углом 90° , так как облегчаются и прицеливание трубы на изделие и интерпретация теневой картины.

Труба, сделанная по схеме Ньютона, имеет, пожалуй, более существенные преимущества.

1. Угловые размеры теневой картины возрастают в связи с большим относительным отверстием системы, а потому такую теневую картину легче наблюдать в деталях.

2. Наблюдению теневой картины меньше мешает паразитный свет, создающий освещенное поле вокруг теневой картины.

3. Окуляр не требует диафрагмы, отсекающей паразитные лучи, а потому глаз можно располагать, не встраивая близких препятствий; кроме того, при значительных перемещениях окуляра вдоль оси системы Кассегрена ограничительная окулярная диафрагма перестает строго выполнять свою функцию.

4. Наблюдатель расположится ближе к исследуемому изделию и к коллиматору, что позволит легче манипулировать и меньше двигаться во время исследования.

5. Потребуется значительно меньшие продольные перемещения окулярного тубуса, что выгодно для конструкции и уменьшения габарита, хотя и налагает требование высокой точности отсчета продольного перемещения.

При проектировании прибора я бы предпочел для обеих его половинок схему системы Ньютона, усложнив ее, может быть, добавлением апланатического ахроматического мениска (рис. 42) ради уменьшения экранирования поля.

Если в новом менисковом приборе сохранить без изменения длину существующего прибора, то диаметр отверстия можно увеличить в три раза, т. е. с 75 мм довести его до 225 мм и иметь изображение значительно более ахроматичное, чем в старом приборе, и не требующее для наблюдения светофильтра.

Если бы мы сделали прибор с объективами $D=225$ мм и с такими же хроматическими помехами, как и в малом существующем приборе, то фокусное расстояние каждого из объективов, а вместе с ним и длина коллиматора и длина трубы обратились бы в 5,8 м, что в 9 раз превышает длину эквивалентной, но более ахроматичной менисковой системы. Пусть конструкторы подсчитают, а читатель представит себе, во сколько раз такой прибор нового типа будет дешевле, легче по весу, маневреннее и удобнее в работе сравнительно с эквивалентным прибором существующего типа.

Для мощных контрольных приборов умеренных габаритов, высокого оптического качества и доступной стоимости рационально применять только менисковые системы.

В. Прибор автора для исследования неоднородностей в заготовках стекла

Необходимость контроля и браковки по свиллям и неоднородностям заготовок стекла на первой стадии его обработки является азбучной истиной. Тем не менее эту истину пришлось слишком долго доказывать и пропагандировать. Только в 1941 г. был построен первый прибор для исследования плоских и сферических

заготовок стекла (рис. 69), который был предложен и рекомендован еще в 1934 г.

Следует указать, что прибор (рис. 69) потребовал изготовления асферической оптики, отлично выполненной мастерами лаборатории. Недостатком прибора является значительный габарит при заданном предельном диаметре исследуемой заготовки. Применение менисковых схем к данному прибору позволяет увеличить предельный диаметр исследуемой заготовки, уменьшить высоту прибора и улучшить его оптические характеристики.

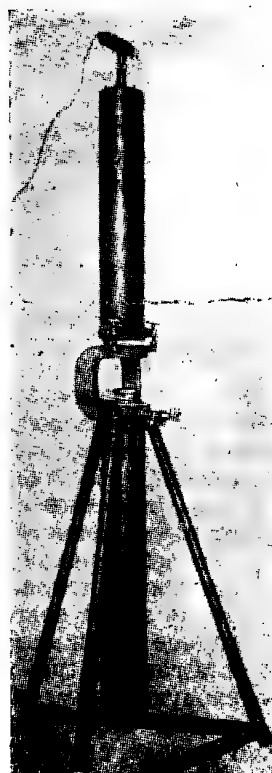


Рис. 69. Прибор автора для исследования неоднородностей в заготовках стекла.

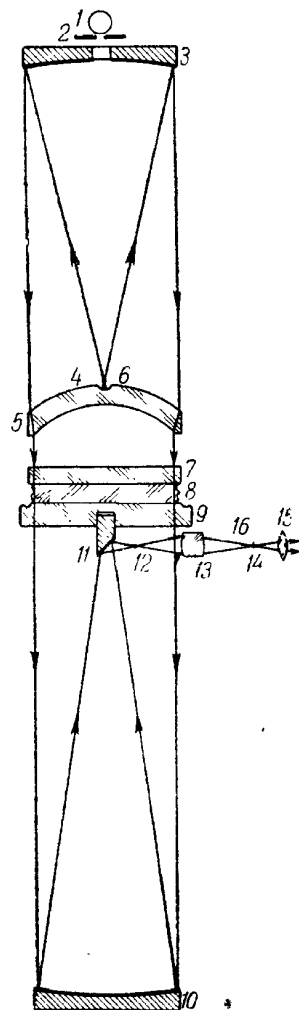


Рис. 70. Менисковый прибор для исследования неоднородностей в заготовках стекла.

Схема такого преобразованного прибора изображена на рис. 70, где источник света 1 в виде молочной лампы, натриевой или ртутной дуги засвечивает точку, щель или миру 2 крупных

размеров. Через дыру в зеркале 3 засвечивается вогнутое короткофокусное алюминированное зеркальце 4, шлифованное на поверхности мениска 5. После этого изображение точки, щели или миры образуется в точке 6 в сильно уменьшенном виде. Расходящийся из точки 6 пучок падает на алюминированное вогнутое сферическое зеркало 3. Почти параллельный, но искаженный aberrациями пучок проходит через мениск 5, переисправляющий сферическую aberrацию с учетом aberrации зеркала 10. Затем пучок пронизывает стопку из покровного 7, исследуемого матового 8 и предметного 9 стекол, сложенных на иммерсии, падает на алюминированное сферическое вогнутое зеркало 10 и собирается с исправлением aberrаций в фокусе 12, смещенном вбок с помощью диагонального зеркальца 11, вклеенного в предметное стекло 9. Оптическая система 13 выводит фокус за габарит трубы в точку 14, где изображение исследуют с помощью окуляра 15 или ножа 16. Оформление механики и методика работы приблизительно те же, что и для прибора, изображенного на рис. 69.

При предельном диаметре исследуемой заготовки $D_{\max} = 200$ мм общая длина прибора не превосходит 2,5 м, при этом диаметры дыры в зеркале 3, сферической лунки 4 и цилиндра диагонального зеркальца 11 менее 20 мм, т. е. экранируется только 1% площади отверстия.

Такой прибор под шифром ИИС-8 уже спроектирован в конструкторском бюро ГОИ и может быть осуществлен, как только обстановка будет этому благоприятствовать.

Г. Менисковый гониометр

В свое время автор предлагал зеркальный гониометр¹, имея в виду обойти хроматические помехи обычных объективов, приводящие к грубым ошибкам при измерении констант оптического стекла. Но зеркальный гониометр требует применения асферического зеркала и защитного стекла. Поэтому значительно выгоднее использовать для гониометра менисковую схему, например в виде системы Гершеля, свободной от экранирования поля.

Менисковый гониометр выгоднее осуществить по автоколлимационной схеме с неподвижной трубой и с применением призмы половинного угла с одной посеребренной гранью, как показано на рис. 71. Здесь T — труба, состоящая из мениска 1 и зеркала 2. В фокусе 3 расположен специальный автоколлимационный

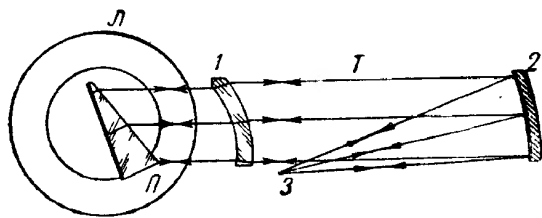


Рис. 71. Менисковый гониометр.

окуляр автора для выполнения наводок с повышенной точностью. L — лимб с нониусами и отсчетными микроскопами, как в обычных гониометрах, и со столиком, несущим призму P с углом около 30° и с посеребренной левой плоской гранью.

Высокий ахроматизм менисковых систем позволит наблюдать различные спектральные линии в широком интервале длин волн при неизменной фокусировке окулярной нити и тем самым устранить ошибку, вызываемую перефокусировкой. Кроме того, как и в случае коллиматора спектрографа, при незначительности хроматизма отдельные монохроматические пучки останутся практически параллельными при прохождении через призму, а резкость изображения спектральных линий не страдает из-за aberrаций наклонных пучков, так как они достаточно параллельны.

§ 22. Мениски в сходящихся пучках

До сих пор мы располагали мениски в параллельных пучках или очень к ним близких. Даже в случае микрообъектива (рис. 58) угловая апертура пучка после мениска настолько мала, что и этот случай принципиально не отличается от остальных. В большинстве рассмотренных случаев диаметр мениска определял собой диаметр действующего отверстия, а в системе Шмидта и в аналогичной ей камере спектрографа диаметр мениска был даже больше диаметра действующего отверстия. Такие мениски хорошо справлялись с задачей исправления aberrаций последующих сферических зеркал и не вносили вредного для качества изображения хроматизма. Но в то же время нельзя было не почувствовать известной обреченности менисковых систем в том случае, если бы встал вопрос об осуществлении системы с поперечником, значительно превышающим 1 м, так как современная техника стекловарения не гарантирует получения таких масс оптического однородного стекла.

Поэтому было бы интересно найти компромиссное решение в виде открытого зеркального телескопа с большим вогнутым сферическим зеркалом и с мениском умеренного диаметра, поставленным вблизи фокуса в сходящемся пучке и также исправляющим сферическую aberrацию и кому сферического зеркала, не внося при этом вредного хроматизма.

Такая система аналогична системе Росса с той разницей, что основное зеркало имеет сферическую форму, а компенсирующий элемент состоит из одного единственного ахроматического мениска относительно малого диаметра, но, к сожалению, значительной толщины.

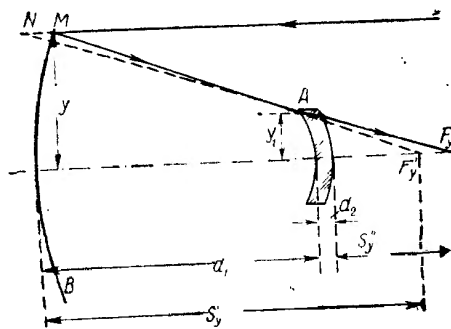


Рис. 72. Мениск в сходящемся пучке.

¹ Д. Максудов, Авторское свидетельство № 49358 по заявке от 29 апреля 1936 г.

Система потеряет ценное свойство герметичности, но потребует значительно меньшей массы оптически однородного стекла, что позволит значительно повысить диаметр действующего отверстия. Применение сферической оптики будет способствовать простоте, дешевизне и точности изготовления такой системы.

Посмотрим, насколько справедливы эти оптимистические надежды. Исследуем простейший случай вогнутого сферического зеркала B и мениска A (рис. 72). Здесь F_y — фокус вогнутого сферического зеркала B для зоны y ; F_y — фокус всей системы для той же зоны; отрезок $NF_y = f_y$ — фокусное расстояние для той же зоны и, наконец, ординаты y и y_1 связаны следующим приближенным равенством:

$$\frac{y}{y_1} \approx \frac{D}{D_1} \approx \frac{S'}{S' - d_1} \gg 1. \quad (99)$$

Чем больше последнее отношение, тем меньше будет мениск, но тем труднее будет он справляться с задачей компенсации aberrаций.

Систему можно задать диаметром отверстия D , радиусом кривизны R_1 сферического зеркала, радиусами R_2 и R_3 мениска, промежутком d_1 между зеркалом и мениском, толщиной мениска d_2 и сортом его стекла, после чего задача решается однозначно.

Исследуем в виде примера следующую систему:

$$\left. \begin{aligned} D &= 100 \\ R_1 &= 600 \\ d_1 &= 200 \\ \text{откуда} \\ S'_0 &= 300 \\ D_1 &\approx 33,3 \end{aligned} \right\} \quad (100)$$

Не зная пока свойств менисков, работающих в сходящихся пучках, попробуем применить знакомый уже нам мениск с относительной толщиной 0,1, который мы в прежнем смысле слова называли «ахроматическим» и рассчитывали по формуле (57).

Оказывается, что удастся подобрать для мениска такие радиусы R_2 и R_3 , при которых достигается стигматизм системы. Тригонометрический расчет позволяет задать систему в следующем окончательном виде:

$$\left. \begin{aligned} D &= 100 \\ R_1 &= +600 \\ d_1 &= 200 \\ R_2 &= -60 \\ d_2 &= 3,33 \text{ (K-8)} \\ R_3 &= -61,96 \\ S' &= 102,74; \quad f' \approx 310; \\ A &\approx 1:3,1; \quad \frac{f'_C - f'_F}{f'} \approx -0,02\% \end{aligned} \right\} \quad (101)$$

Остаточные aberrации приведены в табл. 21 и представлены графически на рис. 73.

Таблица 21

Зона y	17,5		30		42,5		50	
	C	F	C	F	C	F	C	F
S''_y	102,719	102,772	102,699	102,752	102,695	102,749	102,720	102,774
$\Delta S'''_y$	-0,021	+0,032	-0,041	+0,012	-0,045	+0,009	-0,020	+0,034
f'_y	309,51	309,57	310,15	310,21	311,19	311,26	312,04	312,11
$\Delta f'_y$	$\pm 0,00$	+0,06	+0,64	+0,70	+1,68	+1,75	+2,53	+2,60
$\Delta \eta_y$	-0,8"	+1,2"	-2,6"	+0,8"	-4,1"	+0,8"	-2,1"	+3,7"
$\Delta \eta_{C, F}$	-2,0"		-3,4"		-4,9"		-5,8"	

Табл. 21 и рис. 73 позволяют сделать следующие выводы.

1. Прежде всего, мениск, ахроматичный для систем «мениск—вогнутое зеркало», оказался неахроматичным для системы.

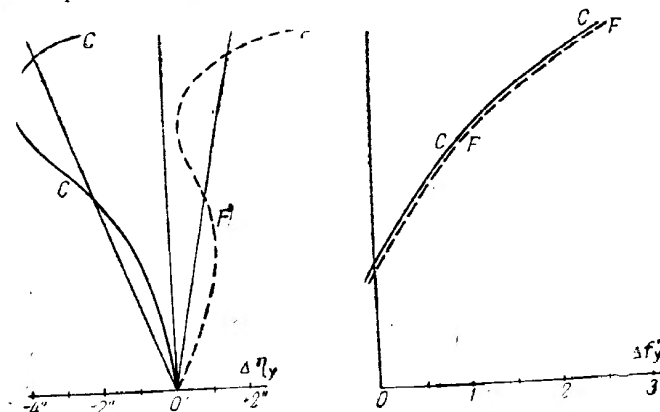


Рис. 73. Остаточные aberrации в системе с мениском в сходящемся пучке (недокорректированная система).

«вогнутое зеркало — малый мениск». Отсюда следует, что формула (57) непригодна для расчета ахроматического мениска в данной системе и дает сильно преувеличенное значение $\Delta R : d_2$.
2. Уменьшая величину $\Delta R : d_2$, можно добиться пересечения кривых $\Delta \eta_y$ для лучей C и F на некоторой высокой зоне и све-

сти остаточный хроматизм $\Delta\eta_{C,F}$ к возможному минимуму. Но также уменьшение $\Delta R:d_2$ вызывает уменьшение компенсирующей силы мениска, что невыгодно, так как должно быть восполнено увеличением кривизны мениска, а вместе с тем и увеличением остаточной сферической aberrации.

3. Хроматизм увеличения ($\sim 0,02\%$) даже оказался несколько меньше, чем ему полагается быть в эквивалентной системе «мениск — вогнутое зеркало», и, кроме того, он переменял свой знак на обратный.

4. Остаточная сферическая aberrация $\Delta\eta_y$ для монохроматического излучения может быть уложена в интервале около $\pm 1''$, и в этом отношении данная система мало отличается от эквивалентной системы «мениск — вогнутое зеркало», для которой $\Delta\eta_{\max} = 0,75''$.

5. Совершенно неудовлетворительно обстоит дело с исправлением комы, которая даже несколько больше комы эквивалентного параболического зеркала с относительным отверстием 1:3,1. Происходит это потому, что, во-первых, лучок сходится к мениску с большой отрицательной сферической aberrацией, а после мениска обращается в стигматичный; во-вторых, мениск расположен достаточно близко к фокусу и не успевает должным образом компенсировать кому; в-третьих, абсолютная толщина мениска взята слишком малой, чтобы можно было ожидать заметной компенсации комы при прохождении лучей через мениск.

Этот анализ приводит к следующим выводам.

Для систем «вогнутое зеркало — малый мениск» следует брать мениски с уменьшенным отношением $\Delta R:d_2$ (для достижения наилучшей ахроматизации) и мениски значительно более толстые (для исправления комы).

Хотелось бы вывести для данного случая формулы, подобные рассмотренным в 1-й части. Такие формулы автор выводил, но они оказались настолько громоздкими, что пользование ими пока совершенно иррационально. Пока не удалось их упростить или дать простые эмпирические формулы на основании большого расчетного материала; тригонометрический расчет системы «вогнутое зеркало — малый мениск» является более выгодным, что позволяет нам наметить нужное решение и затем уточнить его. Пользуясь последним способом, автор перерассчитал систему, исправив в ней удовлетворительным образом остаточный хроматизм и кому.

Ниже приведены элементы такой системы (102) и ее остаточные aberrации (см. табл. 22 и кривые рис. 74, у которого для удобства сравнения сохранен масштаб рис. 73).

$$\left. \begin{aligned} D &= 100 \\ R_1 &= +600 \\ R_2 &= -50 \\ R_3 &= -52 \\ S'' &= 104,2; \quad f' \approx 311; \\ A &\approx 1:3,1; \end{aligned} \right\} \quad \begin{aligned} d_1 &= 200 \\ d_2 &= 14,5 \text{ (K-8)} \end{aligned} \quad (102)$$

Таблица 22

Зона у	17,5		30		42,5		50	
	C	F	C	F	C	F	C	F
S''_y	104,138	104,187	104,193	104,222	104,228	104,232	104,202	104,178
$\Delta S''_y$	-0,062	-0,013	-0,007	+0,022	+0,028	+0,032	+0,002	-0,022
f'_y	311,578	311,254	311,686	311,319	311,671	311,234	311,461	310,958
$\Delta f'_y$	$\pm 0,000$	-0,324	+0,108	-0,239	+0,093	-0,344	-0,117	-0,620
$\Delta\eta_y$	-2,3"	-0,5"	-0,5"	+1,4"	+2,5"	+2,9"	+0,2"	-2,3"
$\Delta\eta_{C,F}$	-1,8"		-1,9"		-0,4"		+2,5"	
$\frac{f'_C - f'_F}{f'}$	+0,104%		+0,118%		+0,140%		+0,162%	

Назвав системы, изображенные на рис. 73 и 74, «первой» и «второй», сделаем очень интересные сравнения и выводы.

1. Вторую систему можно считать правильно ахроматизованной (первая хроматически перекорректирована).

2. Остаточную сферическую aberrацию для монохроматического пучка во второй системе можно уложить в интервале менее $\pm 2''$, — в этом отношении она почти вдвое хуже первой.

3. Кома во второй системе даже несколько переисправлена и во всяком случае несравненно меньше комы первой системы. Вторую систему можно назвать не только достаточно ахроматичной, но и достаточно апланатичной системой.

4. Хроматизм увеличения во второй системе сильно возрос и, что необычно для ранее исследованных систем, он непостоянен для отдельных зон, но прогрессивно растет с ростом зоны.

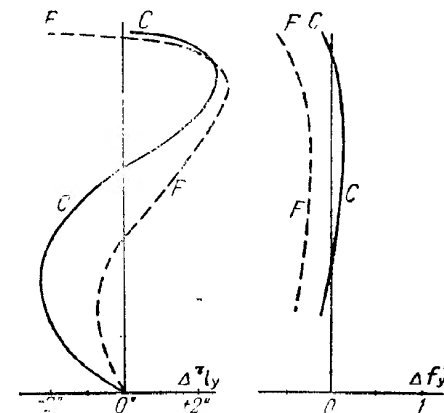


Рис. 74. Остаточные aberrации в системе с мениском в сходящемся пучке (исправленная система).

5. Вторую систему следует предпочесть первой главным образом потому, что в ней исправлена кома. В смысле сферической аберрации и хроматизма увеличения она явно хуже первой системы, а выигрыш в остаточном хроматизме $\Delta\eta_c$, хотя и значителен, но не так существенен для качества изображения.

6. Изменение знака на обратный при разности хроматического увеличения говорит о том, что существует какая-то промежуточная между первой и второй система, достаточно свободная от хроматизма увеличения.

7. Кривые $\Delta\eta_c$ в двух системах имеют противоположные формы, а потому можно предполагать какую-то промежуточную систему, достаточно свободную от остаточной сферической аберрации.

8. Поэтому некоторая промежуточная система с вполне исправленной комой окажется совершеннее второй системы во всех отношениях, кроме, может быть, остаточного хроматизма $\Delta\eta_c$. Промежуточная система с некоторым недоисправлением комы может оказаться во всех остальных отношениях совершеннее первой системы.

9. Для этой интересной промежуточной системы толщина мениска будет больше 3,33 мм, но меньше 14,5 мм.

10. Если предположить эту толщину близкой к 10 мм, то для мениска потребуется приблизительно в 9 раз меньше оптического стекла (при $D:D_1=3$), чем для нормального большого мениска той же толщины в эквивалентной системе «мениск — вогнутое зеркало».

11. Мениски в сходящихся пучках не дают таким образом выигрыша в толщине мениска и в уменьшении потерь на светопоглощение, а дают выигрыш в их площади, т. е. в массе необходимого оптически однородного стекла.

Нам удалось наметить интересное решение, но от дальнейших исследований систем с менисками в сходящихся пучках пока воздержимся, сделав их предметом специальной работы ближайшего будущего. Можно сказать, что системы с менисками в сходящихся пучках не менее интересны, чем основные ранее рассмотренные менисковые системы. Предполагается, что они менее совершенны в аберрационном отношении, но более полное исследование вопроса, быть может, опровергнет это интуитивное предположение.

Во всяком случае, в крупных и сверхкрупных телескопах мениски в сходящихся пучках, до известной степени подобные линзам Росса, должны найти применение, не требуя чрезмерно больших масс оптического стекла и допуская сферическую форму у основного вогнутого зеркала. С негерметичностью трубы в этом случае придется мириться, как с нею мирились до сих пор в рефлекторах.

Совсем иначе обстоит дело с приборами широкого потребления, непременно требующими герметичности. Применение в них схем с мениском в сходящемся пучке совершенно нерационально, так как прибор потребует дополнительной защиты плоскопарал-

лельным окном, вызывающим дополнительные, никак не оправданные потери света, расход оптического стекла и точную обработку его поверхностей. Для приборов широкого потребления и вообще для приборов ненаучного характера, не требующих бережного и умелого с собой обращения, остаются в полной силе менисковые системы, рассмотренные в настоящей книге, в которых мениск является защитным окном и в то же время выполняет свои основные функции по исправлению аберраций.

Мениски в сходящихся пучках должны представлять особый интерес также для мощных приборов, проникающих в далекий ультрафиолет. Ясно, что при сколько-нибудь значительном действующем отверстии такого прибора нельзя обеспечить заготовки кварца или его аналога на изготовление большого мениска. Но если мениск может иметь диаметр в несколько раз меньший диаметра действующего отверстия, то изготовление мощного ультрафиолетового прибора окажется осуществимым. Говоря иначе, применяя системы с менисками в сходящихся пучках и имея заготовку кварца или его аналога, мы можем в несколько раз увеличить диаметр действующего отверстия прибора по сравнению с диаметром заготовки ценного преломляющего вещества.

* * *

Прошел почти год с момента возникновения идеи менисковых систем, но исследована сравнительно малая часть интереснейших вопросов, возникших в процессе работы.

То, что сделано, требует более углубленной проработки и лучшей отделки и, главное, должно быть подкреплено изготовлением и исследованием большого числа опытных образцов новых приборов.

Эти приборы нужны не только для преодоления человеческого консерватизма и недоверия к новым путям, если они недоступны непосредственному осязанию, но и для значительной экспериментальной работы исследователя, без которой невозможны дальнейшие усовершенствования изобретения.

И если всякое здание строится из отдельных камней, а для своей окончательной отделки требует разносторонних специалистов и мастеров, то я смотрю на настоящий свой труд, как на первый неотесанный камень той постройки, которую мне посчастливилось первому задумать и начать.